

DIE ERZEUGUNG VON $(\mu^+\mu^-)$ -PAAREN

IN HOCHENERGETISCHEN (π^-p) -WECHSELWIRKUNGEN

Peter Weilhammer

München 1970

DIE ERZEUGUNG VON $(\mu^+\mu^-)$ - PAAREN

IN HOCHENERGETISCHEN (π^-p) - WECHSELWIRKUNGEN

Peter Weilhammer

München 1970

DIE ERZEUGUNG VON $(\mu^+ \mu^-)$ - PAAREN
IN HOCHENERGETISCHEN $(\pi^- p)$ - WECHSELWIRKUNGEN

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Peter Weilhammer
München im Dezember 1969



1. Berichterstatter : Prof. Dr. K. Gottstein
2. Berichterstatter : Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

Tag der mündlichen Prüfung : 4. Februar 1970

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Beschreibung des Experimentes	6
2.1 Experimenteller Aufbau	6
2.1.1 Der π -Meson-Strahl	6
2.1.2 Strahlspektrometer	7
2.1.2.1 Funkenkammern für die Strahlteilchen	7
2.1.2.2 Magnet	9
2.1.3 Wasserstofftarget	9
2.1.4 μ -Paar-Spektrometer	9
2.1.4.1 Funkenkammern für die Sekundärteilchen	9
2.1.4.2 Spektrometermagnet	11
2.1.4.3 Eisen- und Bleifilter	11
2.1.5 Optik	13
2.1.6 Zähler und Elektronik	14
2.2 Durchführung des Experimentes	17
2.2.1 Das μ -Paar-Experiment	17
2.2.2 Das π -Paar-Experiment	18
2.2.3 Kalibrationsmessungen	18
3. Die Auswertung der Funkenkammerbilder	20
3.1 Durchmusterung und Vermessung der Bilder	20
3.2 Geometrische Rekonstruktion der Ereignisse	22
3.3 Bestimmung der kinematischen Größen	25
4. Die Analyse der μ -Paar-Daten	28
4.1 Datenauswahl	28
4.2 Untergrundabschätzung	30

	Seite
4.2.1	Der Untergrund von "Zerfällen im Flug" 30
4.2.2	Genaue Berechnung des Zerfalls-Untergrundes mit einem Monte-Carlo-Programm 31
4.3	Massenauflösung des Spektrometers 33
4.4	Korrekturen für Verluste an guten Ereignissen 35
4.4.1	Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillationszähler und der Auslöseelektronik 36
4.4.2	Verluste bei der Datenauswertung 36
4.4.3	Sonstige Korrekturen 38
4.5	Geometrische Akzeptanz der Apparatur 40
4.6	Berechnung von Wirkungsquerschnitten 40
5.	Analyse der μ -Paar-Zerfälle des ρ^0 -, ω -, φ -, η - und K_S^0 -Mesons 42
5.1	Der leptonische Zerfall von Vektormesonen $V^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 42
5.1.1	Auswahl des Endzustandes $\mu^+ \mu^- n$ 44
5.1.2	Bestimmung der relativen Anteile von ρ^0 und ω im μ -Paar-Spektrum 45
5.1.3	Die Zerfallswinkelverteilung der Myonen aus Vektormeson-Zerfällen 50
5.1.4	Akzeptanz für $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ - und $(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Ereignisse 53
5.1.5	Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse 54
5.1.6	Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des Vektormesondominanz-Modells 60
5.1.6.1	Das Vektormesondominanz-Modell 60
5.1.6.2	Berechnung der experimentellen Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten 65
5.1.6.3	Vergleich des $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ - und des $(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ -Zerfalls 66
5.1.6.4	Das Modell von Gell-Mann, Sharp und Wagner 67

	Seite
5.1.6.5 SU3-Vorhersagen und Summenregeln	69
5.1.6.6 Diskussion	70
5.2 Der Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	72
5.2.1 Evidenz für den Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	72
5.2.2 Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^- p \rightarrow (\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) n$	73
5.2.3 Das Verzweigungsverhältnis des $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls	75
5.2.4 Vergleich mit der Theorie	76
5.3 Eine obere Grenze für die Zerfallsrate $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	77
5.3.1 K_S^0 -Auswahlkriterien	78
5.3.2 Bestimmung der oberen Grenze für die Zahl von K_S^0 -Zerfällen im μ -Paar-Spektrum	79
5.3.3 Normalisation auf die K_S^0 -Erzeugung	80
5.3.4 Der $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfall in der Theorie der schwachen Wechselwirkungen	81
6. Zusammenfassung	83
Danksagung	86
Anhang A	87
Anhang B	91
Literaturverzeichnis	95
Verzeichnis der Abbildungen	99
Abbildungen	
Lebenslauf	

1. Einleitung

In einem am CERN Proton-Synchrotron durchgeführten Experiment wurde mit Hilfe eines magnetischen Paarspektrometers mit optischen Funkenkammern die Erzeugung von Myon-, Pion- und Kaon-Paaren in hochenergetischen Pion-Nukleon-Stößen untersucht. Folgende Reaktionen wurden gemessen:

$$(1a) \quad \pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- + (1 \text{ oder mehr Teilchen})$$

$$(1b) \quad \pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n \quad (\text{in (1a) enthalten})$$

$$(1c) \quad \pi^- LiH \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$$

$$(2a) \quad \pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- + (1 \text{ oder mehr Teilchen})$$

$$(2b) \quad \pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n \quad (\text{in einem anderen Experiment als (2a) gemessen})$$

$$(2c) \quad \pi^- LiH \rightarrow \pi^+ \pi^- + \dots$$

$$(3) \quad \pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$$

Der mittlere Impuls der einlaufenden π^- -Mesonen betrug 11.1 GeV/c.

Einige zum Teil vorläufige Ergebnisse dieses Experimentes wurden bereits veröffentlicht (Hy67, Hy68, Hy1 69, Hy2 69). In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von μ -Paaren in den Reaktionen (1a) und (1b) untersucht. Die Ergebnisse der Analyse der π -Paar-Produktion in den Reaktionen (2a) und (2b) werden nur insoweit diskutiert, als sie zur Normalisation der Reaktionen (1a) und (1b) benötigt werden. Die Analyse der Reaktion (3) ist Inhalt einer anderen Dissertation (Lo69).

Folgende Ergebnisse wurden aus der Untersuchung der Reaktionen (1) und (2) gewonnen:

- 1) Der elektromagnetische Zerfall der Vektormesonen $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ und $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wurde beobachtet und die Verzweigungsverhältnisse (4)

und (5) wurden bestimmt.

$$(4) \quad B_{\rho} = \frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\rho^0)}$$

$$(5) \quad B_{\omega} = \frac{\Gamma(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\omega)}$$

Ein Wert für das Verzweigungsverhältnis des $(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls wurde aus den Daten abgeschätzt.

- 2) Der Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wurde erstmals beobachtet und das Verzweigungsverhältnis (6)

$$(6) \quad B_{\eta} = \frac{\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(\eta \rightarrow \pi \pi)}$$

wurde bestimmt.

- 3) Für den Zerfall des kurzlebigen neutralen K-Mesons $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ konnte eine verbesserte obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses (7) bestimmt werden.

$$(7) \quad B_{K_S^0} = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(K_S^0)}$$

Im folgenden soll das physikalische Interesse an leptonischen Zerfällen von Vektormesonen und pseudoskalaren Mesonen kurz umrissen werden. Seit etwa 10 Jahren tritt die Bedeutung von Vektormesonen in der Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkungen von Hadronen immer mehr in den Vordergrund. Die Existenz von Vektormesonen wurde zum erstenmal aus theoretischen Gründen zur Erklärung der elektromagnetischen Struktur der Nukleonen gefordert. Eine Deutung der Ladungsverteilungen des Neutrons und des Protons, welche in Elektron-Nukleon-Streuexperimenten gemessen worden waren, führten Nambu (Na57) bereits im Jahr 1957 zur

Annahme, daß ein Vektormeson mit Isospin $T=0$ existieren müsse. Frazer und Fulco (Fra59) forderten die Existenz einer $(\bar{n}n)$ -Resonanz mit Isospin $T=1$, um gleichzeitig den Ladungsradius und die magnetischen Momente der Nukleonen zu erklären.

Allgemeinere Überlegungen ließen Sakurai (Sa60) die Existenz von Vektormesonen fordern. Sakurai versuchte eine Theorie der starken Wechselwirkungen in Analogie zur Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkungen aufzubauen. In gleicher Weise, wie die äußerst genau gemessene Erhaltung der elektrischen Ladung mit dem Konzept der universellen Kopplung erhaltener Ströme an das elektromagnetische Feld A_μ verbunden ist, versuchte Sakurai den beobachteten Erhaltungsgrößen der starken Wechselwirkungen - Baryonenzahl B , Hyperladung Y und Isospin I - dynamische Eigenschaften zuzuschreiben. Die Erhaltungssätze für die Größen I , B und Y sind in dieser Theorie eine Folge einer vektorartigen Wechselwirkung, bei der die Vektorfelder $B_\mu^{(I,B,Y)}$ an erhaltene Ströme, welche aus den dem Isospin, der Baryonenzahl und der Hyperladung entsprechenden Feldern gebildet werden, angekoppelt sind. Dies führte zu der Vorhersage von zwei Isosingulett-Vektormesonen, welche an die Baryonenzahl und die Hyperladung ankoppeln, und einem Isotriplett-Vektormeson, welches an den Isospin koppelt. Vektormesonen mit den entsprechenden Quantenzahlen wurden in den Jahren 1961 - 1962 experimentell entdeckt und sind als ω -, φ - und ξ -Mesonen bekannt.

Die beiden verschiedenen theoretischen Aspekte von Nambu bzw. Frazer und Fulco auf der einen Seite, und Sakurai auf der anderen Seite wurden durch eine Arbeit von Gell-Mann und Zachariasen (Ge61) miteinander in Verbindung gebracht. Auf diese Arbeit geht der Begriff des Vektormesondominanz-Modells (im weiteren V.M.D.-Modell genannt) zurück.

In weiteren Arbeiten, z.B. von Nambu und Sakurai (Na62) und Gell-Mann, Sharp und Wagner (Ge62), werden mit Hilfe des V.M.D.-Modells die partiellen Breiten der leptonischen Zerfälle von ξ^0 und ω berechnet.

Eine allgemeinere theoretische Formulierung der V.M.D.-Hypothese und der aus ihr folgenden experimentellen Konsequenzen wurde von Kroll, Lee und Zumino (Kro67) im Rahmen einer eichinvarianten Lagrange'schen Feldtheorie gegeben. Der Ausgangspunkt dieser Arbeit ist die sogenannte Strom-Feld-Identität (8), welche besagt, daß der gesamte hadronische elektromagnetische Strom J_μ^* identisch ist mit einer Linearkombination der bekannten neutralen Vektormesonfelder.

$$(8) \quad J_\mu^* = \sum_{V=\rho^0, \omega, \varphi} \frac{\lambda_V}{\lambda_V} \cdot V_\mu$$

λ_V : Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten
 V_μ : Vektormesonfelder

Leptonische Zerfälle von Vektormesonen sind darüber hinaus im Zusammenhang mit der Klassifizierung von Elementarteilchen im Rahmen der unitären Symmetrien von großem Interesse. Die neun bekannten Vektormesonen ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , ω , φ , K^{*+} , K^{*-} , K^{*0} und $\bar{K}^{*0}$ lassen sich in ein SU3-Oktett und ein SU3-Singulett einordnen (Ge2 62). Aus dieser Oktett-Singulett-Klassifizierung der Vektormesonen und der Annahme, daß der elektromagnetische Strom nur Komponenten hat, die innerhalb der SU3-Symmetrie zu einem Oktett gehören, kann man Vorhersagen über leptonische Zerfälle von Vektormesonen herleiten. Damit bieten solche leptonische Zerfälle einen guten Test für die Gültigkeit des Oktett-Modells an. Eine Erweiterung der SU3-Vorhersagen stellen die Summenregeln für die Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten dar, welche aus den Summenregeln von Weinberg (Wei67) von verschiedenen Autoren abgeleitet wurden (Da67, Oak67, Sa67, Su68, Dar68).

Für den leptonischen Zerfall des η -Mesons gibt es ebenfalls mehrere theoretische Vorhersagen. Da das η -Meson zu einem beträchtlichen Teil in zwei Photonen zerfällt, kann man mittels der Unitaritätsbedingung den Imaginärteil der Amplitude für den $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfall in guter Näherung ausrechnen und daraus einen

untere Grenze für die $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfallsrate bestimmen (Ca67, Qui68, Gef65, Se66, You67, Ja67). Quigg und Jackson (Qui68) versuchten mit Hilfe spezieller Voraussetzungen (V.M.D.-Modell und SU3 Symmetrie) die gesamte $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Amplitude zu berechnen und geben für diese Annahme einen Wert des $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Verzweigungsverhältnisses an.

Ein möglicher $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfall liefert einen guten Test für die Existenz neutraler leptonischer Ströme in den schwachen Wechselwirkungen. Aus der Bestimmung einer oberen Grenze des $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Verzweigungsverhältnisses lassen sich Grenzen für die Größe von Kopplungskonstanten angeben, welche in theoretischen Modellen über neutrale leptonische Ströme enthalten sind (Go66, Ra66, Ok68).

In der folgenden Arbeit werden nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der Datenauswertung die Ergebnisse für die Verzweigungsverhältnisse der μ -Paar-Zerfälle der ρ^0 -, ω -, φ -, η - und K_S^0 -Mesonen mit dem V.M.D.-Modell und mit den anderen oben erwähnten theoretischen Vorhersagen verglichen.

2. Beschreibung des Experimentes

2.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Messung der μ -Paar-Produktion bestand aus zwei Magnetspektrometern mit optischen Funkenkammern, einem Wasserstofftarget, einer Anzahl Szintillationszähler und schneller Elektronik. Die gesamte Anordnung war in einem negativen π^- -Meson-Strahl von 11.1 GeV/c mittlerem Impuls am Proton-Synchrotron (PS) des CERN in Genf aufgebaut. Abbildung 1 zeigt die Strahlführung vom PS zum Experiment und die Anordnung des gesamten experimentellen Aufbaus in der großen Experimentierhalle (East Hall). Abbildung 2 gibt eine schematische Darstellung des Experimentes. In den Abbildungen 3 und 4 ist eine Seitenansicht und eine Aufsicht des Aufbaus einschließlich des optischen Systems dargestellt.

2.1.1 Der π^- -Meson-Strahl

Die negativen π^- -Mesonen werden in der Vakuumröhre des PS an einem Be-Target in inelastischen p-Be-Wechselwirkungen bei einem Protonenimpuls von 19.2 GeV/c erzeugt. Das in Abbildung 1 dargestellte Strahlführungssystem (d22 - d22a) besteht aus 12 fokussierenden und defokussierenden magnetischen Quadrupollinsen (Q1 - Q13), aus 5 impulsselektierenden Ablenkmagneten (M1 - M5) und 3 Fe-Kollimatoren (C1 - C3). Negative π^- -Mesonen, die unter einem Winkel von 10 mrad relativ zum Protonenstrahl am internen Target S64 produziert werden, werden innerhalb eines Raumwinkels von 1.96×10^{-3} sterad von der ersten Quadrupollinse Q1 akzeptiert. Der große Aufwand an Strahlführungselementen war dadurch bedingt, daß der Strahl noch von einem anderen Funkenkammerexperiment benutzt wurde (in Abb. 1 mit "Polarized Target" bezeichnet), welches vor dem hier beschriebenen aufgebaut war.

Die Strahloptik wurde mit einem Rechenmaschinenprogramm optimiert. Als mittlere Impulsschwankung der Strahlteilchen konnte $\pm 1/2\%$ bei einem Impuls von 11.1 GeV/c erreicht werden. Mit Hilfe des letzten Quadrupoltripletts Q10 - Q13 wurde ein Bild der π^- -Mesonen

Quelle im Zentrum des Wasserstofftargets (H₂) 94 m vom internen Target entfernt erzeugt.

Etwa 1 m vor dem Wasserstofftarget wurden mit einem kleinen Szintillationszähler (5 mm x 5 mm im Querschnitt und 10 mm in Strahlrichtung), der auf einer Schiene horizontal und vertikal verschiebbar montiert war, von Zeit zu Zeit Strahlprofile gemessen. Abbildung 5 zeigt an einem Beispiel die horizontale und die vertikale Intensitätsverteilung des Strahls, jeweils gemessen in der Ebene maximaler Intensität. Man sieht, daß die Intensität innerhalb von ± 10 mm in horizontaler Richtung und innerhalb von ± 6 mm in vertikaler Richtung auf die Hälfte abfällt.

Während eines 200 msec. langen "flat top" Pulses des PS wurden je nach Qualität des internen Protonenstrahls zwischen 50 000 und 120 000 π -Mesonen am Ort des Wasserstofftargets gezählt. Die Protonenstrahlintensität variierte zwischen 10^{11} und 10^{12} Protonen pro Maschinenpuls.

Als Monitor für die Teilchenausbeute am internen Target wurde die Zählrate eines im Innern des PS-Rings hinter dem Target S64 (Abbildung 1) montierten Zählers verwendet.

2.1.2 Strahlspektrometer

Eine schematische Darstellung des Strahlspektrometers, mit dem der Impuls und die Richtung der einlaufenden π -Mesonen gemessen wurden, ist in der linken Hälfte der Abbildung 2 zu sehen. Es besteht aus vier optischen Funkenkammern S1 - S4 und einem 2 m-Ablenkmagneten.

2.1.2.1 Funkenkammern für die Strahlteilchen

Jede Funkenkammer ist aus 9 Aluminiumrahmen aufgebaut, die beidseitig mit einer 25 μ dicken Aluminiumfolie bespannt sind. Die bespannten Rahmen sind in einem gegenseitigen Abstand von 10 mm in einem rundum offenen Aluminiumgehäuse fest eingebaut. Von oben und von der Seite kann man durch 2 mm dicke Plexiglasscheiben,

die gasdicht an das Kammergehäuse angepasst sind, in die Zwischenräume zwischen den Platten hineinsehen. Die Vorder- und die Rückseite der Kammer (Eintritts- und Austrittsseite des Teilchenstrahls) ist durch je eine 250 μ dicke Mylarfolie und eine 25 μ dicke Aluminiumfolie gasdicht abgeschlossen.

Die neun Platten jeder Kammer sind abwechselnd an Erde oder an einen Kondensator angeschlossen. An jeder Kammer ist eine Funkenstrecke angebracht, die den Hochspannungsimpuls auslöst, welcher zur Erzeugung eines Funkens entlang der Teilchenspur abwechselnd an jede zweite Platte angelegt wurde. Eine Hauptfunkenstrecke, die bei einer Spannung von etwa 10 kV arbeitete, löst die einzelnen bei 8 - 12 kV betriebenen Satellitenfunkenstrecken an jeder Kammer aus. Durch eine dauernd anliegende Reinigungsgleichspannung von 40 Volt wird nach jedem Auslösen der Kammer das Füllgas, das aus einer Mischung von 80% Neon und 20% Helium bestand, von freien Ionen und Elektronen gereinigt.

An beiden Seiten der oberen und seitlichen Plexiglasfenster jeder Kammer sind Lichtmarken in Form einer Reihe von Kreuzen und Strichen angebracht, deren genau vermessene Raumkoordinaten als Referenzpunkte zur Bestimmung der Funkenpositionen im Raum dienen. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Lichtmarken beträgt 25 mm.

Am Boden wie auch auf der Rückseite der Kammern ist eine Reihe von ebensolchen Lichtmarken so angebracht, daß die durch die Platten nicht verdeckten Segmente der Kreuze und Striche durch die Frontfenster beobachtet werden können. Mit Hilfe der beiden Reihen von Referenzmarken in den Frontebenen der Kammern und den Marken an der Rückseite können die Kammern in einer zur Strahlrichtung senkrechten Ebene optisch genau justiert werden.

Die geometrischen Dimensionen der im Strahlspektrometer verwendeten Funkenkammern (siehe Tabelle 1 in Abschnitt 2.1.4.1) wurden viel größer gewählt als es auf Grund des Strahldurchmessers nötig war, da große Funkenkammern verlässlicheres elektrisches Verhalten zeigen.

2.1.2.2 Magnet

Als Ablenkmagnet für den Strahl wurde ein gewöhnlicher 2 m Strahltransportmagnet mit 2 m langen und 52 cm breiten Polschuhen, deren Abstand auf 11 cm herabgesetzt wurde, verwendet. Die Ablenk-
kraft $\int B \, dl$ als Funktion des Magnetstroms wurde nach der Draht-Bahn-Methode mit einer absoluten Genauigkeit von $\pm 0.3\%$ bestimmt.

2.1.3 Wasserstofftarget

Abbildung 6 zeigt eine schematische Darstellung des gesamten Wasserstofftargetsystems. Das Target selbst, ein Mylarschlauch von 102 cm Länge und 5 cm Durchmesser, und ein mit flüssigem Wasserstoff gefülltes Reservoir, das in direkter Verbindung mit dem Mylarappendix steht, sind in einem evakuierten und wärmeisolierten Aluminiumbehälter eingebaut. Über eine Transferleitung kann das Reservoir aus einem transportablen Dewargefäß mit flüssigem Wasserstoff nachgefüllt werden. Die Eingangs- und Ausgansseiten des Targetbehälters sind mit kreisförmigen Fenstern aus 190 μ , bzw. 480 μ dicker Mylarfolie mit Durchmessern von 10 cm, bzw. 36 cm abgeschlossen, um die Strahlteilchen bzw. die im Target erzeugten Sekundärteilchen mit möglichst geringer Vielfachstreuung hindurchzulassen.

2.1.4 Das μ -Paarspektrometer

Zur Bestimmung der Richtung und des Impulses von im Wasserstofftarget erzeugten geladenen Sekundärteilchen wurde die auf der rechten Seite von Abbildung 2 schematisch dargestellte Anordnung, bestehend aus vier Funkenkammern S5 - S8 und einem großen Spektrometermagneten, verwendet. In der Funkenkammer S5 wird die Richtung der auslaufenden Teilchen gemessen. Zur Impulsbestimmung dient das aus den drei optischen Funkenkammern S6 - S8 und dem großen Magneten bestehende Paarspektrometer.

2.1.4.1 Funkenkammern für die Sekundärteilchen

Die Funkenkammern S5 - S8 wurden nach demselben Prinzip gebaut und betrieben, wie es schon in Abschnitt 2.1.2.1 für die Kam-

Tabelle 1

Kammer	Dimensionen des Gehäuses			Dimensionen der Plexiglasfenster			Zahl der Lichtmarken		Elektrische Daten			
	Höhe	Breite	Länge	Höhe	Seitenansicht	Aufsicht	Seitenansicht	Aufsicht	Ladekapazität [pF]	Funkenspannung [kV]	Reinigungsspannung [V]	
S1 - S4	89	109	40	69	20	68	10	10	2000	12	40	
S5	89	109	40	69	20	68	16	22	2000	12	40	
S6	77	150	42.5	52	24	110	12	26	3000	12	40	
S7	98.5	200	43.5	72	24	160	18	40	4000	14	40	
S8	135	294	46	105	25	250	26	66	7800	14	40	

mern S1 - S4 beschrieben wurde. Nur die Abstände benachbarter Lichtmarken betrugen im Unterschied zu den Kammern S1 - S4 bei den Kammern S5 - S8 75 mm. Die geometrischen und elektrischen Daten aller Kammern sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

2.1.4.2 Spektrometermagnet

Der zwischen den Funkenkammern S6 und S7 aufgestellte C-Magnet (so bezeichnet wegen des C-förmigen Rückführungsjoches) hatte 1 m breite und 1 m lange Polschuhe. Der Polschuhabstand betrug 50 cm. Bei einer Leistung von etwa 0.5 Megawatt wurde eine Ablenkraft von 15.5 kGm erreicht.

Da das Magnetfeld auf Grund des C-förmigen Rückführungsjoches sehr inhomogen war, mußte der relative Verlauf des Feldes mit einer Hallsonde vermessen werden. Die drei Feldkomponenten B_x , B_y und B_z wurden dabei an insgesamt 6400 Punkten innerhalb und außerhalb des Luftspaltes gemessen. Der absolute Wert des Feldes im Zentrum des Magneten wurde mit einer Kern-Resonanz-Methode bestimmt.

Mit Hilfe dieser Daten wurde durch kubische Interpolation eine Magnetfeldtabelle hergestellt und für den Gebrauch in der Rechenmaschine auf Magnetband geschrieben. In Abbildung 7 ist ein Beispiel für den Verlauf der Feldkomponenten entlang einer Geraden $x = -19.5$ cm und $y = 15$ cm gegeben. *)

2.1.4.3 Eisen- und Bleifilter

Hinter der letzten Funkenkammer S8 wurde ein 2 m dickes, 4 m breites und 2 m hohes Eisenfilter (F) in Abbildung 2) eingesetzt, um alle stark wechselwirkenden Teilchen herauszufiltern. Nur Myonen mit einer Energie größer als 2.6 GeV können diesen Eisenblock durchdringen (Jo69).

*) Das Koordinatensystem, in dem die Geometrie aller Reaktionen beschrieben wird, ist durch ein rechtshändiges Dreibein definiert, dessen Ursprung im Zentrum des 2m-Ablenkmagneten des Strahlspektrometers liegt, dessen z-Achse in Strahlrichtung und dessen y-Achse vertikal nach oben deutet. (Siehe Abbildung 2)

Da jedoch eine große Zahl von hochenergetischen Myonen, die durch Eisenfilter durchdringen können, in $(\pi \rightarrow \mu \nu)$ -Zerfällen im Flug zwischen dem Wasserstofftarget und dem Eisenfilter erzeugt werden, mußte noch ein Bleifilter (F2 in Abbildung 2) zwischen den Kammern S5 und S6 eingesetzt werden, um den größten Teil aller im Target erzeugten π -Mesonen nach kurzer Laufzeit zu absorbieren. Dieses Filter war 40 cm dick, 35 cm hoch und 60 cm breit und hatte in der Mitte ein 40 mm breites und 35 mm hohes Loch, um den Strahl ohne Wechselwirkungen hindurchzulassen.

Die im folgenden gegebene Abschätzung des Anteils an Untergrund- μ -Paaren, welche aus dem Zerfall im Flug von beiden π -Mesonen von im Target erzeugten π -Paaren stammen, zeigt die Notwendigkeit dieses Bleifilters.

Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Pionen eines Paares auf der Strecke L zwischen dem Wasserstofftarget und dem Eisenfilter zerfallen, ist

$$(9) \quad P(\pi_1 \rightarrow \mu \nu, \pi_2 \rightarrow \mu \nu) = \frac{L^2 \cdot m_\pi^2}{c^2 \cdot \tau_\pi^2 \cdot E_{\pi_1} \cdot E_{\pi_2}}$$

c : Lichtgeschwindigkeit
 τ_π : mittlere Lebensdauer des π -Mesons im Ruhesystem des π -Mesons
 m_π : Masse des π -Mesons
 E_{π_i} : Laborenergie der π -Mesonen

Für eine Laborenergie von 5 GeV für jedes der beiden Pionen ergibt sich $P = 7.2 \times 10^{-4}$. Da man jedoch erwartet, daß μ -Paare in Pion-Proton-Stößen mit einem gegenüber π -Paar-Produktion $10^4 - 10^5$ mal kleinerem Wirkungsquerschnitt erzeugt werden, überwiegt der Untergrund von Zerfällen im Flug um den Faktor 7 - 70 gegenüber echten μ -Paaren, wenn die π -Paare nicht frühzeitig absorbiert werden.

Eine genaue Berechnung des noch verbleibenden Untergrunds von Zerfällen im Flug mit dem Bleifilter in der Apparatur wird in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 gegeben.

2.1.5 Optik

Es wurde eine 90° Stereoptik verwendet. Insgesamt 16 Funkenkammeransichten, je eine Aufsicht und eine Seitenansicht der Kammern S1 - S8, wurden über ein Spiegelsystem, das aus 62 verschiedenen großen Spiegeln bestand, von einer Kamera photographiert. Die Abbildungen 3 und 4 zeigen eine Aufsicht und eine Seitenansicht des experimentellen Aufbaus einschließlich der Spiegel und des Montagegerüsts für die Spiegel. Die gesamte Anordnung war mit einer schwarzen Plastikfolie lichtdicht abgeschlossen.

Die Kamera befand sich in einem Abstand von etwa 20 m seitlich der experimentellen Zone und war mit dieser durch einen lichtdichten Schacht optisch verbunden (siehe Abbildung 1). Es wurde eine am CERN entwickelte Kamera für 70 mm breiten Film mit einem Objektiv von 90 mm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis $f/22$ benützt.

Das Spiegelsystem wurde so justiert, daß in jeder Ansicht die optische Achse den Mittelpunkt der Funkenkammerfrontebene senkrecht durchdrang. Der für alle Funkenkammeransichten gleich lange Lichtweg von 37 m zwischen Funkenkammerzentrum und Objektivenebene war festgelegt durch die Bedingung, daß in der Funkenkammer mit der größten Plattentiefe am entfernten Ende der Kammer noch alle 8 Funken mindestens zur Hälfte direkt sichtbar waren.

Da die Experimentierzone völlig abgedunkelt war, konnte ohne Kameraverschluß gearbeitet werden. Mit einer in der Kamera eingebauten Polaroidkassette konnten jederzeit Testbilder gemacht werden, um die Spiegeljustierung und die Bildqualität zu kontrollieren. Es wurde ein Adox Blasenkammerfilm mit einer Empfindlichkeit ASA 400 in Rollen von 300 m Länge benutzt.

Abbildung 8 zeigt ein besonders klares Bild mit einem μ -Paar-Ereignis. In der linken Bildhälfte sind die auf eine Datenanzeigetafel gegebenen zusätzlichen Informationen wie Filmnummer, Ereignisnummer, Datum, große Lichtmarken für die Auswertung des Films auf einer automatischen Meßmaschine und binär kodierte Signale von Szintillationszählern zu sehen. Die 8 Ansichten der Kammern S1 - S4 kann man in der rechten oberen Bildhälfte erkennen. In den großen Funkenkammern des Paarspektrometers - in der oberen Bildhälfte sind die Kammern vor dem C-Magneten, in der unteren Bildhälfte die Kammern hinter dem C-Magneten abgebildet - sind die Spuren von einem positiven und einem negativen Myon sichtbar. Die Reihenfolge der einzelnen Ansichten und die Richtung der Spuren konnten nicht entsprechend der Anordnung im Raum auf den Film übertragen werden.

2.1.6 Zähler und Elektronik

Die in Abbildung 2 mit A, C4, B, C, D, H1 - H4, A1 und A2 bezeichneten Szintillationszähler wurden zur Auswahl des gewünschten Ereignistyps benutzt. Die Zähler A1 und A2 bestehen aus je 24 in einer Reihe angeordneten 140 cm hohen und 2 cm dicken Szintillatoren verschiedener Breite. Das nützliche Magnetfeldvolumen wird durch die vier Antikoinzidenzzähler H1 - H4 definiert. Das Wasserstofftarget ist von Blei-Szintillator-Sandwich-Zählern E1 - E12 umgeben, bestehend aus abwechselnd drei aufeinanderliegenden Szintillatorplatten und drei 5 mm dicken Bleifolien. Damit konnten seitlich aus dem Target herauslaufende geladene Teilchen und Photonen nachgewiesen werden. Die von den Zählern E1 - E12 gelieferten Signale wurden nicht zur Ereignisauswahl benutzt, sondern als zusätzliche Information mit Hilfe von kleinen Blitzlichtröhren an der Datenanzeigetafel mit dem Ereignis mitphotographiert. Zwei im Strahl aufgestellte Schwellen-Cerenkovzähler, deren Signale ebenfalls über die Datenanzeigetafel auf den Film gegeben wurden, erlaubten eine Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Antiprotonen im Strahl.

Die geometrischen Dimensionen aller verwendeten Szintillation-zähler sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Alle Zähler waren mit 14-stufigen Photoröhren des Typs AVP 56 ausgerüstet.

Tabelle 2

	A	B	C ^{*)}	C4	E(1-12)	D	H(1-4)	A1 (1-6) (19-24)	A1 (7-8) (17-18)	A1 (9-12) (13-16)
Höhe [cm]	10	3	30	150	100	4	140	140	140	140
Breite [cm]	8	3	30	100	50	5	50	25	10	5
Dicke [mm]	4	3	20	20	20	20	10	15	15	15

*) Zähler C hatte im Zentrum ein Loch von 2.5 cm Durchmesser

Die für ein μ -Paar-Ereignis aus Reaktion (1a) oder ein π -Paar-Ereignis aus Reaktion (2a) geforderte Koinzidenzbedingung lautete:

$$(10) \quad \overline{A} \overline{B} \overline{C} \overline{C} \overline{D} \overline{H}_{1-4} A_1 \text{double} A_2 \text{double} \overline{A}_1 \text{adjacent} \overline{A}_2 \text{adjacent}$$

Die mit einem Querstrich versehenen Buchstaben bezeichnen Zähler, die in Antikoinzidenz geschaltet sind, die übrigen solche in Koinzidenz. Im einzelnen bedeutet

$A_1 \text{double}$: es werden Signale von zwei oder mehr Zählern in A1 verlangt

$\overline{A}_1 \text{adjacent}$: die Signale von A1 dürfen nicht von nebeneinanderliegenden Zählern kommen ("Antiadjacent" Bedingung)

Dasselbe gilt für A2.

In der Koinzidenzbedingung (10) wird ein einlaufendes Strahlteilchen durch ABC definiert, eine im Target stattfindende Wechselwirkung durch $\bar{D}$; mit der Bedingung $\bar{H}_{1,4}$ wird erreicht, daß keine Sekundärteilchen akzeptiert werden, die an den Polschuhen, Spulen oder Seitenwänden des Magneten gestreut werden. Die Koinzidenz $A1^{double}A2^{double}$ endlich zeigt an, daß es sich um μ -Paare handelt.

Der Antikoinzidenzzähler $\bar{C4}$ wurde eingebaut, um eine relativ große Zahl von einzelnen Myonen im Strahl, die einen wesentlich kleineren als den mittleren Strahlimpuls hatten und daher im 2m Ablenkmagneten stärker abgelenkt wurden, zu unterdrücken, da diese zusammen mit Zufallsimpulsen aus den Zählern A1 und A2 relativ häufig die Koinzidenz (10) auslösen.

Die "Antiadjacent"-Bedingung in den Zählerreihen A1 und A2 ist notwendig, um Untergrundereignisse folgender Art auszuschließen: Ein einzelnes Myon im Strahl löst beim Austritt aus dem Eisenfilter F1 sowohl vor A1 als auch vor A2 je ein Anstoßelektron aus. Solche Elektronen haben eine große Wahrscheinlichkeit, auf einen Zähler zu treffen, welcher neben dem vom Myon getroffenen Zähler liegt, und täuschen so den Durchgang von zwei Teilchen in A1 und A2 vor.

Die Schaltung der schnellen Elektronik ist im einzelnen aus dem Blockschaltbild in Abbildung 9 zu ersehen.

Ein Signal aus der Hauptkoinzidenz, gegeben durch die Koinzidenzbedingung (10), löst die Hauptfunkenstrecke aus, die ihrerseits mittels der Satellitenfunkenstrecken die Funkenkammern etwa 500 msec nach dem Durchgang der Teilchen zündet. Gleichzeitig werden die Blitzlichtröhren an der Datenanzeigetafel ausgelöst und die Beleuchtung der Lichtmarken an den Kammern eingeschaltet. Mit einer Verzögerung von 300 msec wird anschließend

der Film weitertransportiert.

Die Ausgänge der Unterkoinzidenzen (11) und (12) werden auf 20-MHz-Zähler gegeben.

- | | | |
|------|--------------------------------|---|
| (11) | $\overline{ABCC}4$ | (zählt die einlaufenden Strahlteilchen) |
| (12) | $\overline{ABCC}4\overline{D}$ | (zählt die Wechselwirkungen ohne elastische Streuung) |

Außerdem wurde noch die Zahl der Maschinenpulse, die Zählrate des Monitors im PS-Ring und die Zahl der Photographien auf Zählern registriert.

Ein mit dem durchschnittlich 200 msec langen Maschinenpuls synchronisiertes elektronisches Tor hielt die Elektronik für die Dauer dieses Pulses offen. Sofort nach dem Ansprechen der Apparatur auf ein Ereignis wurde die Hauptfunkenstrecke blockiert, da die Geschwindigkeit des Filmtransports nur die Registrierung eines Ereignisses pro Maschinenpuls zuließ.

2.2 Durchführung des Experimentes

2.2.1 Das μ -Paar-Experiment

Die für das μ -Paar-Experiment zur Verfügung stehende Strahlzeit von 50 Tagen erstreckte sich über den Zeitraum von Mai bis Oktober 1966. Das CERN PS arbeitete in dieser Zeit bei einer Protonenenergie von 19.2 GeV mit einer Repetitionsrate von 2.5 sec. Je nach dem Anteil des Protonenstrahls, der auf das interne Target gegeben wurde (durchschnittlich zwischen 25% und 50%), trafen bei einer mittleren Protonenintensität von 5×10^{11} Protonen pro Beschleunigungszyklus zwischen 50 000 und 120 000 π -Mesonen gleichmäßig verteilt über 200 msec auf das Wasserstofftarget auf.

Bei einer durchschnittlichen Rate von einem Ereignis pro 15 PS Pulsen wurden zusammen etwa 37500 Ereignisse mit der Signatur (10) photographiert.

In regelmäßigen Zeitabständen wurden die Positionen der Funkenkammern neu vermessen und die Justierung aller Spiegel überprüft.

2.2.2 Das π -Paar-Experiment

Die Messung der π -Paar-Produktion in Reaktion (2a) erforderte nur geringfügige Änderungen an der im μ -Paar-Experiment verwendeten Apparatur. Das Eisenfilter und das Bleifilter wurden herausgenommen, und die beiden Zählerreihen A1 und A2 wurden näher an die Funkenkammer S8 herangeschoben. Die Verwendung einer fast identischen Apparatur in den beiden Experimenten hat den Vorteil, daß alle apparaturbedingten systematischen Fehler bei der Normalisation der Ergebnisse des μ -Paar-Experimentes auf die π -Paar-Produktion herausfallen. Zur Auswahl von Ereignissen der Reaktion (2a) wurde die Koinzidenzbedingung (13) verlangt.

$$(13) \quad \overline{ABCDH}_1 - 4^{A1}_{\text{double}} 4^{A2}_{\text{double}}$$

Da der Wirkungsquerschnitt für π -Paar-Erzeugung relativ groß ist, konnte bei einer Strahlintensität von durchschnittlich nur 10 000 Pionen pro Puls gearbeitet werden. Es wurden 45 000 Ereignisse der Signatur (13) photographiert.

Die Reaktion (2b) wurde in einem eigenen Experiment untersucht. Eine genaue Beschreibung der Durchführung und Analyse dieses Experimentes ist bereits veröffentlicht (Hy68).

2.2.3 Kalibrationsmessungen

Zur Messung der Durchdringungsrate von π -Mesonen durch das Bleifilter und zur direkten Bestimmung der Massenauflösung des Paarspektrometers wurden zwei Kalibrations-Experimente durchgeführt.

- a) Das Loch im Bleifilter wurde mit Blei aufgefüllt und der hinter dem Bleifilter stehende Zähler D wurde durch einen

16 x 16 cm² großen Zähler D'ersetzt. Mit der Koinzidenzbedingung (15) wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen ein einlaufendes π -Meson das Bleifilter mit einer transversalen Versetzung durchdringt, die nicht größer ist als die, welche man auf Grund der Coulombstreuung erwartet.

(15) $AB\bar{C}D'$

Es wurden 500 Bilder unter der Bedingung (15) aufgenommen.

- b) Eine Möglichkeit zur direkten Bestimmung der Massenauflösung des Paarspektrometers ist die Messung einer Anzahl von ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)-Zerfällen. Deshalb wurden etwa 2000 Bilder unter einer Koinzidenzbedingung aufgenommen, die bevorzugt ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)-Ereignisse auswählt. Dazu wurde in dem im π -Paar-Experiment verwendeten Aufbau ein 50 x 50 cm² großer Antikoinzidenzzähler direkt hinter einem Polyäthylentarget von 5 cm Länge und 10 cm Durchmesser aufgestellt und π -Paar-Ereignisse ausgewählt, bei denen kein Signal von diesem Zähler kam.

3. Die Auswertung der Funkenkammerbilder

In diesem Abschnitt wird die Auswertung der Filme aus dem μ -Paar-Experiment beschrieben. Die Vermessung und Rekonstruktion der μ -Paar-Ereignisse, die mit der automatischen Meßanlage HPD-1 (Hou60) am CERN vorgenommen wurde, wurde bereits an anderer Stelle behandelt (Hy68).

3.1 Durchmusterung und Vermessung der Bilder

Die 37500 Bilder aus dem μ -Paar-Experiment wurden auf Projektionstischen nach Ereignissen des in Abbildung 8 gezeigten Typs durchgemustert. Bilder mit μ -Paar-Ereignissen wurden nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- a) Die Spuren von mindestens je einem negativ und einem positiv geladenen Teilchen müssen in allen Ansichten der Kammern S5 - S8 sichtbar sein.
- b) Die beiden Spuren müssen von einem gemeinsamen Vertex kommen. Die Vertexposition wird durch Anlegen von Linealen an die Spursegmente in den beiden Ansichten von Kammer S5 bestimmt.
- c) Ereignisse mit einer zusätzlichen Spur in Kammer S5, die vom μ -Paar-Vertex kommt, werden ebenfalls akzeptiert.
- d) Die von der Streuung im Bleifilter verursachte Richtungsänderung der Spuren zwischen Kammer S5 und Kammer S6 darf in jeder der beiden Projektionen nicht größer sein als der dreifache Betrag der auf Grund der Coulombstreuung für ein Myon mit einem Impuls von 3 GeV/c erwarteten Richtungsänderung.

5360 Bilder mit den geforderten Eigenschaften wurden gefunden. Dies entspricht einer Rate von einem guten μ -Paar-Ereignis in 7 Bildern.

Der Verlust an guten Ereignissen, die bei der Durchmusterung übersehen wurden, wurde durch eine zweite Durchmusterung von Stichproben, die über alle Filme gleichmäßig entnommen wurden,

bestimmt. Die Ergebnisse der beiden Durchmusterungen derselben Bilder wurden miteinander verglichen und die dabei ermittelten Auffindewahrscheinlichkeiten über alle Stichproben gemittelt. Daraus ergab sich eine mittlere Auffindewahrscheinlichkeit ϵ von

$$\epsilon = (91.5 \pm 2) \%$$

Die Messung der Bilder wurde in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wurden alle 5360 Ereignisse auf einem relativ schnellen, aber wenig genauen Projektionsmeßtisch vermessen. Diese Messung diente jedoch nur dazu, eine Vorauswahl an den Ereignissen zu treffen. Nur solche μ -Paare, deren Laborenergie $E_{\mu\mu}$ größer als 9.5 GeV war, wurden in der weiteren Analyse verwendet. Alle Ereignisse mit $E_{\mu\mu} \geq 9.5$ GeV wurden endgültig mit größtmöglicher Genauigkeit auf einem Präzisionsmeßtisch vermessen. Die Digitalisierungs-Einheit dieses Meßtisches, bezogen auf die Filmebene, betrug 2 μ entsprechend 7.5/100 mm im Raum.

Hier wird nur das Meßverfahren der zweiten Messung beschrieben; die Vormessungen wurden, von einigen Vereinfachungen abgesehen, prinzipiell genauso durchgeführt.

In Abständen von etwa 6000 Photographien werden auf einem Bild, das auch die Lichtmarken auf der Rückseite der Kammern abgebildet hat ("Lichtmarkenereignis" genannt), die Mittelpunkt aller Lichtmarken gemessen, um Referenzmarken für alle möglichen Funkenpositionen im Raum zur Verfügung zu haben.

Ein μ -Paar-Ereignis wird in der folgenden Weise vermessen:

- a) Die Ereignisnummer und andere Informationen über das Ereignis wie z.B. Zahl der zusätzlichen Spuren und Zählerkodierungen von der Datenanzeigetafel werden in dezimaler Kodierung an einem Kennzifferschaltbrett eingestellt.

- b) Vier vorgegebene Lichtmarken, die sogenannten Hauptlichtmarken, an den vier Ecken eines Bildes werden gemessen.
- c) In allen 8 Ansichten der Kammern S1 - S4 wird das Zentrum des ersten und des letzten Funkens der Spur des Strahlteilchens digitalisiert. In jeder Ansicht werden auch die beiden den gemessenen Funken am nächsten liegenden Lichtmarken gemessen, um eine eventuelle Verschiebung der Lichtmarken der verschiedenen Ansichten gegeneinander feststellen und korrigieren zu können.
- d) In der Kammer S5 werden alle 8 Funken jeder Myonspur und die beiden der Spur am nächsten gelegenen Lichtmarken gemessen, um eine bestmögliche Bestimmung der Richtungen der beiden Myonen zu erhalten.
- e) Die Spursegmente der beiden Myonen in den Kammern S6 - S8 werden in derselben Weise wie die Spuren der Strahlteilchen gemessen.

Die allgemeine Ereignisinformation und alle Koordinaten werden auf einen Lochstreifen gegeben und mit Hilfe eines Fazit-Photolesers in eine IBM 1401 Rechenmaschine eingelesen. Diese überträgt zur Weiterverarbeitung alle Information auf 1/2" Magnetbänder in einer Kodierung, welche von den großen Rechenmaschinen der Serie CDC 6000 (eine CDC 6400 und eine CDC 6600 Maschine) gelesen werden kann.

3.2 Geometrische Rekonstruktion der Ereignisse

Die geometrische Rekonstruktion der Ereignisse im Raum wird durch die genaue Kenntnis der räumlichen Positionen der Lichtmarken ermöglicht. Die Raumkoordinaten (in dem in Abbildung 2 definierten Koordinatensystem) je einer Lichtmarke aus jeder Reihe waren mit einer Genauigkeit besser als ± 0.2 mm vermessen. Da die relativen Abstände der Lichtmarken einer Reihe mit einer Toleranz von nur $\pm 2/100$ mm den nominalen Werten von 75 mm, bzw. 25 mm entsprechen, waren somit die Raumkoordinaten aller Lichtmarken mit einer Genauigkeit von mindestens ± 0.25 mm bestimmt. Um nach der geometrischen Ver-

messung der Lichtmarken im Raum geschehene Verschiebungen der Funkenkammern feststellen und korrigieren zu können, wurden nach jedem Lichtmarkenereignis (siehe Abschnitt 3.1) 50 gerade Spuren von Strahlteilchen gemessen, die bei abgeschaltetem Magnetfeld aufgenommen worden waren.

Die Rekonstruktion der Funkenkoordinaten eines Ereignisses in den Raum wurde mit Hilfe eines in CERN FORTRAN geschriebenen Geometrieprogrammes in folgenden vier Schritten durchgeführt:

- a) Für jede Lichtmarke L_n eines Lichtmarkenereignisses wird ein Satz von Transformationskoeffizienten a_{ik} berechnet, welche eine lineare Transformation (16) vom Meßtischkoordinatensystem K_{ML} in ein ebenes Raumkoordinatensystem K_{LR} beschreiben. K_{LR} liegt in der durch die Lichtmarken einer Kammeransicht definierten Ebene ("Lichtmarkenreferenzebene") (siehe Abbildung 10).

$$(16) \quad X = a_{11}x + a_{12}y + a_{13}$$

$$Y = a_{21}x + a_{22}y + a_{23}$$

Es bedeuten:

X, Y : ebene Raumkoordinaten, definiert in Abbildung 10

x, y : Meßtischkoordinaten im System, das durch die Position des Bildes im Filmhalter des Meßtisches gegeben ist.

Für jede Lichtmarke L_n werden die so berechneten 6 Koeffizienten a_{ik} in der Rechenmaschine gespeichert.

- b) Alle Koordinaten eines Ereignisses werden mit Hilfe einer Transformation (16) in das Koordinatensystem K_{ML} transformiert.

In diesem Fall bedeuten:

X, Y : Meßtischkoordinaten im System K_{ML} des Lichtmarkenereignisses

x, y : Meßtischkoordinaten im System K_{ME} des Ereignisses

Die Transformationskoeffizienten a_{ik} werden in diesem Fall aus den X,Y- bzw. x,y-Koordinaten der vier "Hauptlichtmarken" berechnet.

- c) Die Koordinaten aller Funken in jeder Kammeransicht im System K_{ML} werden nun mit Hilfe von (16) in das ebene Koordinatensystem K_{LR} transformiert. Dabei werden die Transformationskoeffizienten a_{ik} derjenigen Lichtmarke L_n , welche dem zu transformierenden Funken am nächsten liegt, in die Transformation (16) eingesetzt.
- d) Im letzten Schritt werden die räumlichen Funkenkoordinaten x, y und z im Koordinatensystem, das in Abbildung 2 definiert ist, aus den Koordinaten x_o, y_o bzw. x_1, y_1 in den beiden Lichtmarkenreferenzebenen einer Kammer berechnet. Wie aus Abbildung 11 hervorgeht, ist

$$\begin{aligned} x &= (1 - \operatorname{tg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta)^{-1} \cdot [x_1 + \operatorname{tg} \alpha \cdot (-x_o + \operatorname{DIS}_1 - \operatorname{DIS}_o \cdot \operatorname{tg} \beta)] \\ (17) \quad y &= (1 - \operatorname{tg} \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta)^{-1} \cdot [x_o + \operatorname{tg} \beta \cdot (-x_1 + \operatorname{DIS}_o - \operatorname{DIS}_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha)] \end{aligned}$$

$$z = (y_o + y_1) / 2$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x_1 - \operatorname{COR}_1}{L_1}$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{x_o - \operatorname{COR}_o}{L_o}$$

- L_1 : Abstand der Lichtmarkenreferenzebene von der Kamera in der Seitenansicht ($i=0$), bzw. Aufsicht ($i=1$)
- COR_1 : Abstand der optischen Achse von der z-Achse des Raumkoordinatensystems in der Seitenansicht, bzw. Aufsicht
- DIS_1 : Abstand der Lichtmarkenreferenzebene von der z-Achse in der Seitenansicht, bzw. Aufsicht

Die L_1 und DIS_1 wurden für jede Kammer direkt gemessen; die COR_1 können aus der Messung der relativen Positionen der vorderen und der hinteren Lichtmarken auf dem Film bestimmt werden.

3.3 Bestimmung der kinematischen Größen

Aus den gemessenen Trajektorien des einlaufenden Pions und der beiden Myonen werden alle kinematischen Größen, die zur Analyse der Ereignisse notwendig sind, in einem Rechenmaschinenprogramm berechnet.

Der Betrag des Impulses der Strahlteilchen wird aus den in den Kammern S1 und S2 bzw. S3 und S4 angepaßten Richtungen der Pion-Trajektorien vor und nach dem Magneten bestimmt. Es wird eine Ablenkwinkel-Approximation (18) zur Impulsberechnung verwendet.

$$(18) \quad p_{\pi} = \frac{c \int B \, dl}{\Theta} \times 10^{-9}$$

p_{π}	: Impuls des Pions in GeV/c
$\int B \, dl$	: Ablenkkraft des Magneten in Wb/m
Θ	: Ablenkwinkel des Pions in der x-z-Ebene beim Durchgang durch den Magneten in Radian
c	: Lichtgeschwindigkeit in cm/sec

Als Zusatzbedingung war gefordert, daß sich die beiden angepaßten Geraden in der Mittelebene des Magneten schneiden. Der Vektorimpuls $\vec{p}_{\pi} = (p_x, p_y, p_z)_{\pi}$ des Pions am Ort des Targets wird aus der angepaßten Richtung nach dem Magneten und aus p_{π} berechnet.

Die Richtungen der beiden auslaufenden Myonen und die Koordinaten ihres gemeinsamen Vertex wurden in dem Vertex-Anpassungs-Programm VTXFTZ (Cer67) aus den Positionen der 8 Funken jeder Spur in Kammer S5 angepaßt.

In dem Unterprogramm MAGFIT (Cer66) wird der Impuls $p_{\mu^{\pm}}$ der Myonen in einem Iterationsverfahren durch schrittweise Integration über die durch die Magnetfeldtabelle definierten Zellen berechnet. Als Anfangsbedingungen werden bei dieser

Methode ein Punkt und die Richtungen einer Spur in Kammer S6 und die Richtung derselben Spur nach dem Magneten in den Kammern S7 und S8 eingegeben. Das Programm MAGFIT berechnet die Impulse $p_{\mu\pm}$, deren Fehler $\Delta p_{\mu\pm}$ und die χ^2 -Wahrscheinlichkeit für die Güte der Anpassung. Zu diesen Impulsen $p_{\mu\pm}$ muß noch ein dem Energieverlust der Myonen im Bleifilter entsprechender Impuls addiert werden, um den Myonimpuls am Ort der Erzeugung zu erhalten. Die Energieverluste der Myonen im Bleifilter in Abhängigkeit der Myonenenergie wurden den Tabellen von P.M. Joseph entnommen (Jo69). Die Vektorimpulse $\vec{p}_{\mu\pm}$ ergeben sich aus den Impulsbeträgen und den Richtungskosinus der Myontrajektorien in Kammer S5.

Weitere kinematische Größen, die in der Analyse häufig benötigt werden, werden im selben Rechenmaschinenprogramm aus $\vec{p}_{\pi}$ und $\vec{p}_{\mu\pm}$ berechnet, wie z.B.:

Die Energie des Pions und der Myonen

$$(19) \quad E_{\pi(\mu)} = \sqrt{m_{\pi(\mu)}^2 + p_{\pi(\mu)}^2}$$

Die Energie des $(\mu^+\mu^-)$ -Systems

$$(20) \quad E_{\mu^+\mu^-} = E_{\mu^+} + E_{\mu^-}$$

Die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ des $(\mu^+\mu^-)$ -Systems

$$(21) \quad m_{\mu\mu} = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - (\vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-})^2}$$

Die fehlende Masse m_{MM} des Rückstoßteilchens

$$(22) \quad m_{MM} = \sqrt{(E_{\pi} + m_p - E_{\mu\mu})^2 - (\vec{p}_{\pi} - \vec{p}_{\mu^+} - \vec{p}_{\mu^-})^2}$$

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags t vom einlaufenden Pion auf das μ -Paar

$$(23) \quad t = (\{E_{\mu\mu}, \vec{p}_{\mu\mu}\} - \{E_{\pi}, \vec{p}_{\pi}\})^2$$

Am Ende des Kinematik-Programms wird die gesamte geometrische und kinematische Information über ein Ereignis auf ein Datensammelband geschrieben, welches zur weiteren Analyse benutzt wird.

4. Die Analyse der μ -Paar-Daten

In diesem Abschnitt werden die mehr technischen Probleme der Datenanalyse behandelt. Die Ereignisse auf dem Datensammelband enthalten noch einen Anteil an Untergrundereignissen, einmal durch Fehlinterpretationen beim Durchmustern der Filme oder durch Meßfehler bedingt, zum andern aber auch durch physikalische Prozesse verursacht. Methoden zur Abtrennung solcher nicht brauchbarer Ereignisse von den Daten werden diskutiert. Eine Abschätzung des Untergrunds an μ -Paar-Ereignissen aus physikalischen Prozessen wird gegeben. Die Massenauflösung des Spektrometers wird bestimmt. Sämtliche Korrekturen, welche bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten an den Daten angebracht werden müssen, werden diskutiert.

4.1 Datenauswahl

Unter den 5360 μ -Paar-Ereignissen, die auf dem schnellen Meßtisch vorgemessen worden waren, waren 1653 Ereignisse mit $E_{\mu\mu} \geq 9.5$ GeV, welche schließlich auf dem Präzisionsmeßtisch vermessen wurden und auf das endgültige Datensammelband kamen. Von diesen Ereignissen wurden nun schlecht oder falsch gemessene oder bei der Durchmusterung falsch interpretierte Ereignisse durch geeignete Tests abgetrennt. Folgende Forderungen wurden an ein gutes ($\mu^+\mu^-$)-Ereignis gestellt:

- a) Der Wert des χ^2 für die Anpassung der Myon-Trajektorien an die gemessenen Punkte vor und nach dem Magneten sowohl in der x-z- wie auch in der y-z-Ebene muß kleiner sein als ein Wert χ_0^2 , welcher durch folgende Bedingung gegeben ist:

$$P_{\chi^2} = 1 - F(\chi^2 \leq \chi_0^2) \geq 1\%$$

$F(\chi^2)$ ist die Verteilungsfunktion der χ^2 -Verteilung

- b) Für die Güte der Anpassung zweier gerader Linien an die 8 gemessenen Funken jeder Myonspur in Kammer S5 und an deren gemeinsamen Vertex wird verlangt:

$$P_{\chi^2} \geq 1\%$$

- c) Die Richtungsänderung und seitliche Versetzung der das Bleifilter durchquerenden Sekundärteilchen muß innerhalb drei Standardabweichungen mit den auf Grund der Coulombstreuung erwarteten Abweichungen übereinstimmen.
- d) Keines der beiden Myonen darf durch ein Fenster, welches durch das Loch im Bleifilter definiert ist, hindurchlaufen. Die Seitenlänge dieses Fensters wurde im Test sicherheits halber um ± 3 mm gegenüber den wirklichen Dimensionen vergrößert, um Meßfehler zu berücksichtigen.
- e) Der Vertex muß innerhalb des Wasserstofftargets liegen. Die normale Position des Targets war $-25 \text{ mm} \leq x \leq +25 \text{ mm}$, $-25 \text{ mm} \leq y \leq +25 \text{ mm}$ und $4270 \text{ mm} \leq z \leq 5320 \text{ mm}$. Für einen Teil der Messungen war das Target um 25 cm in positiver z-Richtung verschoben. (Die Messungen wurden mit zwei verschiedenen Targetpositionen durchgeführt, da sich für eine bestimmte Zeit während des Experimentes hinter dem Wasserstofftarget noch ein 25 cm langes und 2.5 cm dickes LiH-Target befand.)

In Abbildung 12a, 12b und 12c ist die Verteilung der invarianten ($\mu^+\mu^-$)-Masse für Ereignisse, welche die obigen Kriterien a) - e) erfüllen, für drei Energiebereiche dargestellt.

$$(i) \quad 6.0 \text{ GeV} \leq E_{\mu\mu} \leq 12.0 \text{ GeV} \quad \text{in Abbildung 12a}$$

$$(ii) \quad 10.3 \text{ GeV} \leq E_{\mu\mu} \leq 12.0 \text{ GeV} \quad \text{in Abbildung 12b}$$

$$(iii) \quad 10.7 \text{ GeV} \leq E_{\mu\mu} \leq 12.0 \text{ GeV} \quad \text{in Abbildung 12c}$$

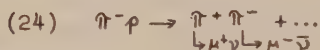
Die Verteilung in Abbildung 12a enthält am ungenauen Meßtisch gemessene Ereignisse, Abbildung 12b und 12c zeigt die mit bestmöglicher Genauigkeit gemessenen Ereignisse. In allen drei Verteilungen ist eine breite Resonanz im Massenbereich von 600 MeV bis 900 MeV zu beobachten und eine Gleichverteilung im Bereich von 210 MeV bis 500 MeV. Im Bereich von 500 MeV bis 600 MeV hebt sich mit größer werdendem $E_{\mu\mu}$ eine Resonanzspitze vom flachen Untergrund ab. Die flache Verteilung

lung bei niedrigen Massen verschwindet mit zunehmender Energie schneller als die Resonanzspitzen.

4.2 Untergrundabschätzung

4.2.1 Der Untergrund von "Zerfällen im Flug"

Die Hauptquelle für $(\mu^+\mu^-)$ -Paare, welche nicht direkt in $(\pi^+\pi^-)$ -Wechselwirkungen erzeugt werden, ist der Zerfall im Flug von $(\pi^+\pi^-)$ -Paaren innerhalb der Apparatur gemäß Reaktion (24).



Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall beider Pionen in Reaktion (24) auf der Strecke zwischen Wasserstofftarget und dem Eisenfilter F1 setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- 1) Die Wahrscheinlichkeit p_1 , daß beide Pionen vor dem Bleifilter zerfallen.
- 2) Die Wahrscheinlichkeit p_2 , daß ein Pion vor F2 zerfällt und das zweite Pion F2 ohne Wechselwirkung durchdringt und zwischen F2 und F1 zerfällt.
- 3) Die Wahrscheinlichkeit p_3 , daß beide Pionen F2 ohne Wechselwirkung durchdringen und zwischen F2 und F1 zerfallen.

Eine Berechnung der Wahrscheinlichkeiten p_1 , p_2 und p_3 unter den ungünstigsten Bedingungen ergibt:

$$p_1 = 3.2 \times 10^{-5}$$

$$p_2 = 2.9 \times 10^{-5}$$

$$p_3 = 0.4 \times 10^{-5}$$

In dieser Rechnung wurde für die Energien der Pionen $E_{\pi_1} = 8$ GeV und $E_{\pi_2} = 3$ GeV angenommen. Für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion F2 ohne Wechselwirkung durchdringt, wurde der gemessene Wert von 8% eingesetzt.

Bei einem Verhältnis der Erzeugungswirkungsquerschnitte für μ -Paare und für π -Paare von 10^{-4} bis 10^{-5} ist der Anteil an Untergrund- μ -Paaren aus Reaktion (24) trotz des Bleifilters noch in der gleichen Größenordnung wie der erwartete Effekt. Wenn jedoch verlangt wird, daß die gemessene Energie $E_{\mu\mu}$ des aus dem Zerfall stammenden μ -Paars größer als 10.7 GeV ist, fällt der größte Teil solcher Ereignisse weg. Man findet in einer groben Abschätzung in diesem Fall für die Wahrscheinlichkeit P eines Zerfalls im Flug beider Pionen:

$$(25) \quad P \lesssim 1.6 \times 10^{-6} \quad \text{für } E_{\mu\mu} \geq 10.7 \text{ GeV}$$

Eine obere Grenze für die Zahl der "Zerfall im Flug" μ -Paare im Histogramm in Abbildung 12c läßt sich mit (25) und der aus der Analyse von Reaktion (2a) bekannten Zahl $N(\pi^+\pi^-)$ der produzierten π -Paare mit $E_{\pi\pi} \geq 10.7$ GeV bei geeigneter Normalisation auf das μ -Paar-Experiment bestimmen.

$$N(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu, \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}) = N(\pi^+\pi^-) \times P \lesssim 15$$

4.2.2 Genaue Berechnung des Zerfalls-Untergrundes mit einem Monte-Carlo-Programm

Eine genauere Berechnung der Größe und der Form des Beitrags von Reaktion (24) zur Massenverteilung im speziellen Fall $E_{\mu\mu} \geq 10.7$ GeV (Abbildung 12c) wurde mittels einer Monte-Carlo-Methode in einem Rechenmaschinenprogramm durchgeführt.

Nach einer vorgegebenen Massenverteilung, t -Verteilung und Longitudinalimpulsverteilung werden π -Paare gleichverteilt über die Länge des Wasserstofftargets erzeugt und durch die ganze Apparatur hindurch weiter verfolgt. Es werden nur solche Ereignisse, bei denen beide Pionen vor dem Eisenfilter in Myonen zerfallen und bei denen die Zerfalls-Myonen die Zählerlogik auslösen würden, akzeptiert. Für diese wird aus den simulierten Teilchenbahnen der Viererimpuls und die invariante Masse des Paares unter Annahme, daß beide Teilchen Myonen sind, rückwärts ausgerechnet.

Das π -Paar-Massenspektrum, welches diesen Untergrund in den μ -Paar-Ereignissen erzeugt, ist aus der Untersuchung von Reaktion (2a) bekannt. Eine Massenverteilung der Form (26), welche an dieses Spektrum angepaßt worden war, wurde in die Monte-Carlo-Rechnung eingegeben.

$$(26) \quad B.W. = A + B (m_{\pi\pi} - m_{\rho}) + \frac{2}{\pi} \frac{C \cdot \Gamma_{\rho}}{4 (m_{\pi\pi} - m_{\rho})^2 + \Gamma_{\rho}^2}$$

$$\begin{aligned} m_{\rho} &: \text{Zentrale } \rho^0\text{-Masse} \\ \Gamma_{\rho} &: \text{Halbwertsbreite des } \rho^0\text{-Mesons} \\ A &= 33.4 \\ B &= 0.068 \text{ MeV}^{-1} \\ C &= 23600 \text{ MeV} \\ \Gamma_{\rho} &= 132 \text{ MeV} \\ m_{\rho} &= 762 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Die t -Verteilung (27), ebenfalls aus Reaktion (2a) bestimmt, und eine Gleichverteilung des Longitudinalimpulses $p_{\parallel}$ der erzeugten π -Paare im Bereich $10.0 \text{ GeV} \leq p_{\parallel} \leq 11.1 \text{ GeV}/c$ wurden angenommen.

$$(27) \quad \frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-11t}$$

Die im π -Paar-Spektrum beobachtete scharfe Resonanzspitze von ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$)-Zerfällen wurde in einer eigenen Rechnung berücksichtigt.

Die Zahl der in die μ -Paar-Daten eingehenden Untergrundereignisse aus Zerfällen im Flug ergibt sich aus Formel (28).

$$(28) \quad N(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu, \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}) = N_{\text{obs}} \frac{b_{\mu}}{b_{\pi}} \frac{A_U}{A_{\pi}} \frac{f_{\pi}^{\text{loss}}}{f_{\mu}^{\text{loss}}} \quad \text{für } E_{\mu\mu} \geq 10.7 \text{ GeV}$$

$$\begin{aligned} N_{\text{obs}}^{\pi\pi} &: \text{Zahl der beobachteten } \pi\text{-Paare} \\ b_{\pi, \mu} &: \text{Zahl der einlaufenden Strahlteilchen im } \pi\text{-Paar-, bzw. } \mu\text{-Paar-Experiment} \\ A_U &: \text{In der Monte-Carlo-Rechnung bestimmte Akzeptanz für Zerfalls-}\mu\text{-Paare mit } E_{\mu\mu} \geq 10.7 \text{ GeV} \end{aligned}$$

- $A_{\pi\pi}$: Geometrische Akzeptanz des Apparats
für $\pi\pi$ -Paare
- $f_{\pi,\mu}^{\pi,\mu}$: Verlustfaktoren im π -Paar-(μ -Paar-)-
Experiment (siehe Abschnitt 4.5)

In Abbildung 13 ist die berechnete Massenverteilung des Zerfallsuntergrunds dargestellt. Diese hat etwa dieselbe Form wie das sie erzeugende $\pi\pi$ -Paar-Spektrum, jedoch sind die Resonanzspitzen des ρ' und K_S^0 um etwa 35 MeV zu niedrigeren Massen hin verschoben. Die Gesamtzahl der Untergrundereignisse mit $E_{\mu\mu} \geq 10.7$ GeV ist 6.5; das sind 3% der Ereignisse in Histogramm 12c.

4.3 Massenauflösung des Spektrometers

Der Fehler in der Bestimmung der invarianten Masse der μ -Paare wurde experimentell aus einer Auswahl von 130 K_S^0 -Ereignissen ermittelt, welche in dem in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Kalibrations-Experiment beobachtet wurden. Diese Ereignisse wurden nach demselben Verfahren gemessen wie die μ -Paare. Abbildung 14 zeigt die Verteilung der invarianten Masse aller Ereignisse mit $E_{\pi\pi} \geq 10.0$ GeV. Die Anpassung einer Gauß-Verteilung

$$(29) \quad G(m_{K_S^0}, \Delta m) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\Delta m}} e^{-\frac{(m_{K_S^0} - m_{\pi\pi})^2}{2\Delta m^2}}$$

an die beobachtete Massenverteilung im K_S^0 -Bereich ergibt für die Masse und die Breite

$$\begin{aligned} \Delta m &= \pm 19 \text{ MeV} \\ m_{K_S^0} &= (491 \pm 2) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Unabhängig davon kann der Massenfehler aus dem bekannten Impulsfehler und Öffnungswinkelfehler aus Formel (30) berechnet werden.

$$(30) \quad \Delta(m_{\mu\mu}^2) = \pm \left[\left(\frac{p_{\mu_1}^2 - p_{\mu_2}^2}{p_{\mu_1}^2 p_{\mu_2}^2} \cdot m_{\mu}^2 + p_{\mu_2}^2 \Theta^2 \right)^2 \Delta p_{\mu_1}^2 + \left(\frac{p_{\mu_2}^2 - p_{\mu_1}^2}{p_{\mu_1}^2 p_{\mu_2}^2} m_{\mu}^2 + p_{\mu_1}^2 \Theta^2 \right)^2 \Delta p_{\mu_2}^2 + (2 p_{\mu_1} p_{\mu_2} \Theta^2)^2 \Delta \Theta^2 \right]$$

Θ : Öffnungswinkel zwischen den beiden Myonen

In Formel (30) wurde die Näherung $\sin \Theta = \Theta$ benützt.

Unter der Annahme, daß die Impulse p_{μ_i} gleichverteilt sind zwischen 3 GeV/c und 8 GeV/c und mit den experimentell bestimmten Werten $\Delta p_{\mu} = \pm 125$ MeV/c für Myonen mit einem Impuls von 5.5 GeV/c und $\Delta \Theta = \pm 3.9$ mrad findet man aus (30) einen mittleren Fehler in der invarianten Masse von

$$\Delta m_{\mu\mu} = \pm 18 \text{ MeV}$$

für $m_{\mu\mu} = 500$ MeV. Der mittlere Öffnungswinkel Θ bei dieser Masse und bei $p_{\mu\mu} = 11$ GeV/c beträgt 80 mrad. Der hier angegebene Impulsfehler enthält sowohl den Meßfehler als auch einen Fehler von ± 70 MeV/c auf Grund der Schwankung des Energieverlustes der Myonen im Bleifilter. Der Öffnungswinkelfehler setzt sich zusammen aus dem Meßfehler und einem Fehler von ± 1.3 mrad infolge der Coulombstreuung der Myonen.

Der aus dem $(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ -Zerfall bestimmte Massenfehler von $\Delta m = \pm 19$ MeV wird bei Berücksichtigung der Energieverlustschwankung und der Coulombstreuung nur um 1 MeV größer, da der Impulsfehler nur geringfügig zum Massenfehler beiträgt und die Vielfachstreuung klein ist im Vergleich zum Meßfehler des Öffnungswinkels.

Die Abhängigkeit des Massenfehlers von der invarianten Masse läßt sich aus der in der Näherung $m_{\mu\mu}^2 = p_1 p_2 \Theta^2$ gültigen Formel (31) gut ersehen.

$$(31) \quad \Delta m_{\mu\mu} = \pm \left[\frac{m_{\mu\mu}^2}{4} \left\{ \left(\frac{\Delta p_{\mu_1}}{p_{\mu_1}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{\mu_2}}{p_{\mu_2}} \right)^2 \right\} + p_{\mu_1} p_{\mu_2} \Delta \Theta^2 \right]^{1/2}$$

Da nur der von $\Delta p_{\mu i}$ abhängige Term in $\Delta m_{\mu\mu}$ mit größer werdender Masse größer wird, ist die Massenabhängigkeit in diesem Fall sehr schwach. Für $m_{\mu\mu} = 750$ MeV wird $\Delta m_{\mu\mu}$ gegenüber dem Fehler bei der K_S^0 -Masse um nur 2 MeV größer. Im folgenden wird deshalb ein massenunabhängiger Fehler in der invarianten Masse von $\Delta m_{\mu\mu} = \pm 20$ MeV angenommen.

Die systematische Verschiebung der beobachteten K_S^0 -Masse um -7 MeV gegenüber der wahren K_S^0 -Masse ist durch nichtlineare Verzerrungen bei der Abbildung durch die Spiegeloptik verursacht. Im π -Paar-Experiment konnte der Öffnungswinkel sowohl in Kammer S5 allein als auch in Kammer S5 und S7 zusammen gemessen werden, da in diesem Fall der Bleiabsorber herausgenommen war. Der Vergleich dieser beiden Messungen des Öffnungswinkels zeigte, daß der in Kammer S5 allein gemessene Winkel für Ereignisse im K_S^0 -Massenbereich systematisch kleiner ist und damit die Massenverschiebung verursacht. Die Größe dieser Winkeländerung ist eine Funktion des Ortes der Spuren in der Kammer und damit eine Funktion der invarianten Masse. Daten aus dem π -Paar-Experiment wurden benutzt, um diesen Effekt zu untersuchen. Dabei stellte sich heraus, daß systematische Verschiebungen der invarianten Masse bis zu ± 20 MeV im Massenbereich von 200 MeV bis 1000 MeV möglich sind.

4.4 Korrekturen für Verluste an guten Ereignissen

In diesem Abschnitt werden die in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten eingehenden Korrekturfaktoren ermittelt, welche die Verluste an guten Ereignissen berücksichtigen. Solche Verluste sind einmal bedingt durch die beschränkte Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillationszähler und der Elektronik, zum andern durch Verluste an Ereignissen bei der Datenverarbeitung. Auch physikalische Prozesse können den Verlust von Ereignissen bedingen. Die Verlustkorrekturen werden gleichzeitig für das μ -Paar- und das π -Paar-Experiment diskutiert.

4.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillationszähler und der Auslöseelektronik

Ein Versagen der Auslöselogik für die Funkenkammer kann aus folgenden Gründen eintreten:

- a) Ein Zähler der Zählerreihe A1 oder A2 spricht nicht auf ein Teilchen an. Die Ansprechwahrscheinlichkeit von A1 und A2 auf je zwei Teilchen wurde mit $(84 \pm 10)\%$ gemessen.
- b) Ein Myon durchquert A1 oder A2 im toten Raum zwischen zwei Zählern. Hierdurch verliert man 4% aller Ereignisse.
- c) Ein Myon löst beim Austritt aus dem Eisenfilter ein Anstoßelektron aus, welches in A1 oder A2 in einem benachbarten Zähler (benachbart relativ zu dem vom Myon getroffenen Zähler) ein Signal erzeugt. Ein solches Ereignis wird durch die Antikoinzidenzschaltung von je zwei benachbarten Zählern unterdrückt. Dies bedingt einen Verlust an μ -Paaren von $(6.5 \pm 2)\%$.
- d) Die Impulsformer hatten eine Totzeit von 60 nsec, so daß die ziemlich hohe Rate von Untergrundimpulsen die Auslöseelektronik für 2% der Zeit blockierte.
- e) Die Totzeit der Antikoinzidenzschaltung des Zählers D, der Wechselwirkungen von Strahlteilchen im Target anzeigte, betrug 75 nsec. Daraus berechnet sich bei bekannter mittlerer Strahlintensität ein Verlust an Ereignissen von 3%.

Aus den Punkten a) bis e) ergeben sich Korrekturfaktoren f_{E1}^{μ} bzw. f_{E1}^{π} für die durch die Szintillationszähler und die Elektronik verursachten Verluste an μ -Paar-, bzw. π -Paar-Ereignissen:

$$f_{E1}^{\mu} = 1.38 \pm 0.17$$

$$f_{E1}^{\pi} = 1.26 \pm 0.15$$

4.4.2 Verluste bei der Datenauswertung

Verluste von Ereignissen bei der Filmauswertung und der Datenverarbeitung mit den Rechenmaschinenprogrammen müssen eben-

falls untersucht werden. Die im folgenden angegebenen Korrekturen beziehen sich nur auf die μ -Paare; die bei der Auswertung des π -Paar-Experiments mit der automatischen Meßmaschine HPD auftretenden Verluste sind in Referenz (Hy68) diskutiert.

- a) Die Auffindewahrscheinlichkeit für gute μ -Paar-Ereignisse bei der Durchmusterung wurde zu $(91.7 \pm 2)\%$ bestimmt (siehe auch Abschnitt 3.1).
- b) 1% aller Ereignisse wurden bei der Durchmusterung nicht akzeptiert (Bilder mit mehr als drei Spuren von Strahlteilchen).
- c) Bei der Vermessung der μ -Paare (siehe Abschnitt 3.1) gingen durch technische Fehler bei der Messung, durch mechanische Fehler am Papierlochstreifen und bei der Datenverarbeitung in der Rechenmaschine 7% der Ereignisse verloren.
- d) Von den zur Messung am Präzisionsmeßtisch ausgewählten Ereignissen kamen aus denselben Gründen wie unter c) 14% der Ereignisse nicht auf das endgültige Datensammelband.
- e) Gute Ereignisse auf Bildern, welche zusätzlich die Spuren von Sekundärteilchen einer zweiten Wechselwirkung oder mehrere zufällige Spuren in den Kammern S5 - S8 enthalten, werden bei der Durchmusterung mit geringerer Wahrscheinlichkeit als der unter a) angegebenen identifiziert. Dadurch verliert man zusätzlich $(4 \pm 2)\%$ der Ereignisse.
- f) Bei der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Datenauswahl auf Grund von χ^2 -Kriterien werden auch Ereignisse herausgeschnitten, bei denen ein großer χ^2 -Wert durch falsche oder besonders schlechte Messungen bedingt ist. Um den dadurch verursachten Verlust an guten Ereignissen festzustellen, wurden alle bei dieser Auswahl nicht akzeptierten Ereignisse nochmals genau durchgemustert. Daraus ergab sich eine Korrektur von 19%.

Der Korrekturfaktor, der alle Verluste bei der Datenauswertung berücksichtigt, berechnet sich aus a) - f) zu

$$f_{\text{Datenauswertung}}^{\mu} = 1.66 \pm 0.1$$

Für π -Paar-Ereignisse beträgt die Korrektur (Hy68)

$$f_{\text{Datenauswertung}}^{\pi} = 1.10 \pm 0.02$$

4.4.3 Sonstige Korrekturen

Verunreinigungen des π -Strahls durch andere Teilchen und Wechselwirkungen der Sekundärteilchen innerhalb der Apparatur müssen ebenfalls bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten in Betracht gezogen werden. Der Anteil an negativen Myonen aus $(\pi \rightarrow \mu \nu)$ -Zerfällen im Strahl wurde aus der Zahl der das Eisenfilter durchdringenden Strahlteilchen mit 3% ermittelt. Die mit dem im Strahl aufgebauten Schwellen-Čerenkovzähler gemessene Beimischung an K^- -Mesonen und Antiprotonen betrug zusammen 0.7%. K^- - oder $\bar{p}$ -Wechselwirkungen waren auf dem Film kodiert und konnten so von der Analyse ausgeschlossen werden.

Bei der Erzeugung von π -Paaren besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit einer starken Wechselwirkung eines der beiden sekundären Pionen im Wasserstofftarget oder in der Materie zwischen dem Target und der Zählerreihe A1 und A2 (6 m Luft, 2 mm Mylar und 2 mm Aluminium). Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung im Target (ohne Berücksichtigung der elastischen Streuung) beträgt 8%. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Luft, Aluminium und Mylar zusammen berechnet sich zu 3%.

Die entsprechenden Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung der Strahlkontamination und der Wechselwirkungen sekundärer Pionen sind:

$$f^{\mu} = 1.04 \quad \text{und}$$

$$f^{\pi} = 1.15$$

In Tabelle 3 sind zur Übersicht alle Korrekturen zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten zusammengestellt.

Tabelle 3

Korrekturfaktoren zur Berechnung von
Wirkungsquerschnitten

Art der Korrektur		μ -Paare f^μ	π -Paare f^π
Szintillations- zähler und Elektro- nik	Nachweiswahrscheinlichkeit in A1 und A2	1.19 ± 0.14	1.19 ± 0.14
	Lücken in A1 und A2	1.04	1.04
	Anstoßelektronen im Eisenfilter	1.07 ± 0.02	
	Pulsformer Totzeit	1.02	1.02
	Totzeit der Antikoinzidenz D	1.03	
Daten- Auswer- tung	Auffindewahrscheinlichkeit bei Durchmusterung	1.09 ± 0.02	} 1.10 ± 0.02
	Durchmusterungskriterien	1.05 ± 0.02	
	Vormessung	1.07 ± 0.01	
	Genaue Messung	1.14	
	Datenauswahl	1.19 ± 0.06	
Strahl- kontami- nation	μ^- , K^- , $\bar{p}$ Beimischung im Strahl	1.04	1.04
	Pion-Wechselwirkungen		1.11
Auswahl der Reakti- on $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$	Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler E1 - E12 auf Neutronen und Zufallskoinzidenzen	1.11 ± 0.01	
	Falsche Zuordnung "3-Prong"	1.08 ± 0.03	
	Energieauflösung	1.03	
TOTAL		2.97 ± 0.42	1.61 ± 0.19

4.5 Geometrische Akzeptanz der Apparatur

Nur ein Bruchteil von allen im Target erzeugten μ - bzw. π -Paaren gelangt in die Apparatur und kann dort nachgewiesen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit bei vorgegebener Geometrie der Apparatur und bei konstantem Strom im Ablenkmagneten des Spektrometers ist eine Funktion des Erzeugungsortes, der invarianten Masse und der Laborenergie des Paares, des Viererimpulsübertrags vom einlaufenden Pion auf das Paar und der Zerfallswinkelverteilung des Paares. Zur Berechnung der Akzeptanz wird ein Monte-Carlo-Verfahren angewandt. Die Methode besteht darin, Ereignisse mit Hilfe von Zufallszahlen nach vorgegebenen kinematischen und geometrischen Verteilungsfunktionen zu erzeugen und die Teilchen auf ihrem Weg durch die Apparatur zu verfolgen. Das Verhältnis der Zahl der Ereignisse, die die Apparatur ausgelöst hätten, zur Gesamtzahl der erzeugten Ereignisse ergibt die Akzeptanz.

4.6 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Der Wirkungsquerschnitt einer Resonanz, die im Spektrum der invarianten Masse beobachtet wird, berechnet sich aus den Beziehungen (32) bis (35).

$$(32) \quad \delta = N_{\text{Res}} \frac{1}{n_{\pi} \cdot n_p \cdot l_{\text{eff}}} A^{-1} f \cdot f_{\text{Kamera}}$$

$$(33) \quad n_p = \mathcal{J}_{H_2} \cdot L$$

$$(34) \quad l_{\text{eff}} = \int_{z_A}^{z_E} e^{\frac{-(Z-Z_A)}{\lambda}} dz$$

$$(35) \quad f_{\text{Kamera}} = \frac{N_{\text{Ereignis}}}{N_{\text{Photo}}}$$

N_{Res} : Zahl der beobachteten Ereignisse in der Resonanz

n_{π} : Gesamtzahl der auf das Target treffenden π -Mesonen, welche die beobachteten Ereignisse erzeugt haben

n_p	: Zahl der Protonen pro cm^3 im Wasserstofftarget
ρ_{H_2}	: Dichte des flüssigen Wasserstoffs
L	: Loschmidt'sche Zahl
l_{eff}	: Effektive Targetlänge
z_A	: z-Koordinate des Targetanfangs
z_E	: z-Koordinate des Targetendes
λ	: Mittlere Wechselwirkungslänge der Pionen im Target
A	: Geometrische Akzeptanz der Apparatur
f	: Korrekturfaktor für Verluste an Ereignissen (siehe Abschnitt 4.4)
f_{Kamera}	: Korrekturfaktor, welcher Ereignisse berücksichtigt, die während des Transportes des Filmes erzeugt werden
N_{Ereignis}	: Gesamtzahl der Ereignisse
N_{Photo}	: Zahl der tatsächlich genommenen Photographien

Das Integral (34) beschreibt die Abnahme der Zahl der Pionen entlang des Targets auf Grund der Pion-Proton-Wechselwirkungen (ausgenommen elastische Streuung). Für das in diesem Experiment aus der Zählrate $AB\bar{C}\bar{D}$ bestimmte λ ist $l_{\text{eff}} = 97.5 \text{ cm}$ mit $\lambda = 1150 \text{ cm}$ und einer wahren Targetlänge von 102 cm.

Für den Fall, daß sich die Akzeptanz über die Breite der Resonanz ändert, wird in Formel (32) $A = 1$ gesetzt und für N_{Res} die Zahl der Ereignisse in der mit der inversen Akzeptanz gewichteten Massenverteilung eingesetzt.

5. Analyse der μ -Paar-Zerfälle des ρ^0 -, ω -, φ -, η - und K_S^0 -Mesons

Im Spektrum der invarianten Masse der μ -Paare werden die Zerfälle $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ und $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ beobachtet. Eine Trennung der Daten entsprechend kleinen und großen Viererimpulsüberträgen auf das $(\mu^+ \mu^-)$ -System zeigt im Massenspektrum der Ereignisse mit $|t| \geq 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ einen Effekt von drei Standardabweichungen bei der Masse des ω -Mesons, welcher dem Zerfall $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zugeordnet wird. Die Verzweigungsverhältnisse des μ -Paar-Zerfalls des ρ^0 -, ω - und η -Mesons werden bestimmt. Eine Abschätzung für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wird angegeben. Aus dem Vergleich des μ -Paar-Massenspektrums aus Reaktion (1a) mit dem π -Paar-Massenspektrum aus Reaktion (2a) wird eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls berechnet.

5.1 Der leptonische Zerfall von Vektormesonen $V^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Abbildung 15 zeigt die Massenverteilung von μ -Paaren, welche die in Abschnitt 4.1 definierten Tests erfüllen und die in den kinematischen Intervallen

$$I_E(10.7 - 12.0) : = 10.7 \text{ GeV} \leq E_{\mu\mu} \leq 12.0 \text{ GeV} \quad \text{und} \\ I_t(0.0 - 0.4) : = 0.0 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| \leq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$$

liegen. Die Beschränkung auf das obige t -Intervall wurde eingeführt, da die geometrische Akzeptanz für μ -Paare mit $|t| > 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ sehr schnell gegen Null geht. Die Massenverteilung zeigt im Massenbereich

$$I_m(600 - 900) : = 600 \text{ MeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 900 \text{ MeV}$$

eine breite Resonanz mit einer zentralen Masse bei etwa 770 MeV. Diese Resonanz entspricht im wesentlichen der Erzeugung des ρ^0 -Mesons mit anschließendem Zerfall des ρ^0 in zwei Myonen.

Bei einer quantitativen Analyse des μ -Paar-Spektrums in diesem Massenbereich muß berücksichtigt werden, daß in Pion-Proton-Stößen erzeugte ω -Mesonen ($m_\omega = 783$ MeV) ebenfalls elektromagnetisch in μ -Paare zerfallen können. Selbst wenn man den einfachsten Fall einer inkoherenten Überlagerung der beiden Amplituden $A(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ und $A(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ annimmt, ist es bei der vorliegenden Massenauflösung von $\Delta m = \pm 20$ MeV (die natürliche Breite des ω -Mesons ist $\Gamma_\omega = 12$ MeV) und bei der kleinen Anzahl von Ereignissen schwierig, ρ^0 -Anteile und ω -Anteile im Massenspektrum voneinander zu trennen. Mögliche Interferenzeffekte zwischen den beiden Amplituden $A(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ und $A(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ können die Situation noch schwieriger gestalten und lassen sich in diesem Experiment sicherlich nicht feststellen.

In der folgenden Analyse werden nur Ereignisse akzeptiert, die einem Endzustand $\mu^+ \mu^- n$ entsprechen, um zur Normalisation die gemessenen Erzeugungswirkungsquerschnitte der Reaktionen (36) und (37) verwenden zu können.

$$(36) \quad \pi^- p \rightarrow \rho^0 n$$

$$(37) \quad \pi^- p \rightarrow \omega n$$

Es wird versucht, die sehr verschiedene Steilheit der t-Verteilungen bei der Produktion des ρ^0 -Mesons und des ω -Mesons in den Reaktionen (36) und (37) auszunützen, um ($\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-, bzw. ($\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfälle bevorzugt auszuwählen. Es werden Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen (38) und (39)

$$(38) \quad \pi^- p \rightarrow \rho^0 n \rightarrow \mu^+ \mu^- n$$

$$(39) \quad \pi^- p \rightarrow \omega n \rightarrow \mu^+ \mu^- n$$

berechnet und mit Hilfe der Erzeugungswirkungsquerschnitte die Verzweungsverhältnisse B_ρ und B_ω bestimmt. Eine Abschätzung für den Wert des Verzweungsverhältnisses B_ρ des

φ -Mesons wird angegeben.

5.1.1 Auswahl des Endzustands $\mu^+\mu^-n$

Zur Abtrennung der Reaktion



in den μ -Paar-Daten werden folgende Kriterien angewandt:

- (i) Es darf keine dritte Spur, die vom μ -Paar-Verteiler kommt, in der Kammer nach dem Target sichtbar sein.
- (ii) kein Signal von den Target-Antikoinzidenzzählern E1 - E12 kommen, und
- (iii) die Energie $E_{\mu\mu}$ und der Viererimpulsübertrag t müssen in den Intervallen $I_E(10.7 - 12.0)$ und $I_t(0.0 - 0.4)$ liegen.

Die Bedingung (iii) kann eingeführt werden, da μ -Paare aus Reaktion (40), welche im Intervall $I_t(0.0 - 0.4)$ liegen, notwendigerweise auch in das Intervall $I_E(10.7 - 12.0)$ fallen.

Abbildung 16b zeigt die Verteilung der fehlenden Masse für Ereignisse, welche die Bedingungen (i) und (ii) erfüllen und die im Energieintervall $I_E(10.0 - 12.0)$ liegen. Zum Vergleich ist in Abbildung 16a die Verteilung der fehlenden Masse für alle Ereignisse im selben Energieintervall dargestellt. Man sieht, daß die Kriterien (i) und (ii) Ereignisse mit einem Neutron als fehlender Masse anreichern. Neben der Anhäufung von Ereignissen bei der Neutronmasse weist die Verteilung in Abbildung 16b jedoch noch einen großen Anteil an Ereignissen mit höherer fehlender Masse auf. Letztere können durch folgende Prozesse erklärt werden:

- a) Zerfalls- μ -Paare aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$,
- b) Ereignisse mit zusätzlichen π^0 -Mesonen im Endzustand, deren Zerfallsphotonen nicht in die Antikoinzidenzzähler gehen,
- c) Ereignisse mit zusätzlichen geladenen π -Mesonen, die durch die Lücken zwischen der Antikoinzidenzzählerabschirmung

und der Funkenkammer S5 laufen, und

- d) Ereignisse, bei denen die Antikoinzidenzzähler auf zusätzliche Teilchen nicht ansprechen.

In Abbildung 16c ist die Verteilung der fehlenden Masse für Ereignisse, welche die Kriterien (i) - (iii) erfüllen, gezeigt. Ein Vergleich der drei Verteilungen 16a - 16c macht deutlich, daß mit Hilfe der Kriterien (i) - (iii) die Reaktion (40) mit nur geringem Untergrund von den Daten abgesondert werden kann.

Bei dieser Methode, den speziellen Endzustand $\mu^+\mu^-$ n zu isolieren, treten Verluste an guten Ereignissen auf, welche bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten berücksichtigt werden müssen. Diese Verluste sind bedingt

- a) durch Signale von den Antikoinzidenzzählern E1 - E12, die durch das Ansprechen der Zähler auf Neutronen (7%) oder durch zufällige Koinzidenzen (4%) ausgelöst werden,
- b) durch falsche Zuordnung einer dritten unkorrelierten Spur bei Ereignissen, bei denen in Wirklichkeit nur zwei Spuren vom Vertex kommen (8%) und
- c) durch einen sehr großen Energiemeßfehler bei einzelnen Ereignissen, die dadurch aus dem Intervall $E(10.7 - 12.0)$ herausfallen (3%).

In Abbildung 17 ist die Verteilung der invarianten Masse der nach den obigen Kriterien ausgewählten Ereignisse gezeigt, die dem Endzustand $\mu^+\mu^-$ n entsprechen.

5.1.2 Bestimmung der relativen Anteile von ρ^0 und ω im μ -Paar-Spektrum

Die Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ bei der ρ^0 - und ω -Erzeugung, welche in verschiedenen Experimenten beobachtet wurden, sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Die Werte für das ρ^0 -Meson stammen aus der Messung von Reaktion (2b) in diesem Experiment, die Werte für das ω -Meson sind Blasenkammer-Experimenten entnommen, welche

Tabelle 4

	Energie [GeV]	Reaktion	Literatur	Intervall I_{t_1} [$(\text{GeV}/c)^2$]	Intervall I_{t_2} [$(\text{GeV}/c)^2$]	$d\mathcal{B}/dt$ in I_{t_1}	$d\mathcal{B}/dt$ in I_{t_2}
I	4	$\pi^+p \rightarrow \omega N^{*++}$	(ABB65)	$0 < t \leq 0.25$	$0.25 < t \leq 0.6$	flach	$\sim e^{-2.5t}$
II	3.25	$\pi^+n \rightarrow \omega p$	(Co65)	$0 < t \leq 0.4$	$0.4 < t \leq 0.8$	flach	$\sim e^{-3t}$
III	8	$\pi^+p \rightarrow \omega N^{*++}$	(ABC65)	$0 < t \leq 0.3$	$0.3 < t \leq 0.8$	flach	$\sim e^{-3.8t}$
IV	11	$\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$	(Hy68)	$0 < t \leq 0.12$	$0.12 < t \leq 0.4$	e^{-16t}	$\sim e^{-11t}$

(π^+p)- und (π^+n)-Wechselwirkungen zwischen 3.3 GeV/c und 8 GeV/c untersuchen, da direkte Messungen der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0n$ bei hohen Energien nicht existieren. Man sieht, daß die t-Verteilungen für die ω -Produktion in (π^+p)- und (π^+n)-Wechselwirkungen bei 3 - 4 GeV/c etwa dieselbe Form haben (Tabelle 4, I und II). Da $\pi^+n \rightarrow \omega p$ die ladungskonjugierte Reaktion zu $\pi^-p \rightarrow \omega n$ ist, sollte man dieselbe t-Abhängigkeit in diesen beiden Reaktionen erwarten. Aus diesen Gründen wurde für die d^3/dt -Verteilung der ω -Erzeugung in Reaktion (37) die in der Reaktion $\pi^+p \rightarrow \omega N^{*++}$ bei 8 GeV/c (Tabelle 4, III) gefundenen Werte angenommen. Im Intervall $I_t(0.0 - 0.3)$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt flach und fällt für $|t| \geq 0.3$ GeV/c² ungefähr proportional e^{-4t} ab. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die φ^0 -Erzeugung ist aus der Untersuchung von Reaktion (2b) bekannt (Hy68). Dort wurde eine Verteilung proportional e^{-16t} im Intervall $I_t(0.0 - 0.12)$ und proportional e^{-11t} im Intervall $I_t(0.12 - 0.4)$ gefunden. Eine Trennung der μ -Paar-Daten nach kleinen und großen t-Werten sollte deshalb eine Anreicherung von ($\varphi^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$)-, bzw. ($\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$)-Ereignissen ergeben.

Die Abbildungen 18b und 18a zeigen die invariante Masse aller Ereignisse aus Reaktion (40), die im Intervall $I_t(0.0 - 0.1)$ bzw. $I_t(0.1 - 0.4)$ liegen. Während für kleine $|t|$ -Werte eine breite Resonanz im φ^0 -Massenbereich zu sehen ist, hat die Massenverteilung für große $|t|$ eine sehr schmale Spitze bei einer Masse von etwa 775 MeV.

An jede der beiden Massenverteilungen in den Abbildungen 18a und 18b wird nun eine mit der inversen Akzeptanz gewichtete φ^0 -Breit-Wigner-Kurve (41) im gleichen Massenintervall $I_m(600 - 900)$ angepaßt.

$$\begin{aligned}
 BW(m_{\mu\mu})_{\text{gew}} &= BW(m_{\mu\mu}, m_{\varphi}, \Gamma_{\varphi}) \text{Acc}(\varphi^0) \\
 (41) \quad &= \frac{c \cdot \Gamma_{\varphi}}{4(m_{\mu\mu} - m_{\varphi})^2 + \Gamma_{\varphi}^2} \cdot \text{Acc}(\varphi^0) \\
 \text{Acc}(\varphi^0) &= \int F(m_{\mu\mu}, s_{\mu\mu}; t, \cos\vartheta, \varphi) dt d\cos\vartheta d\varphi
 \end{aligned}$$

m_{ρ}, Γ_{ρ}	: zentrale Masse bzw. Breite des ρ^0 -Mesons
c	: Normierungskonstante
F	: Akzeptanzfunktion
$\rho_{\nu\nu}$	: Dichtematrixelemente des ρ^0 -Mesons
ϑ, φ	: Polar- und Azimuthwinkel des Impulsvektors eines der sekundären Myonen (siehe Abschnitt 5.1.3)

Die Berechnung der Akzeptanz aus der Gleichung (41) in Abhängigkeit der Winkelverteilung (bzw. der Dichtematrixelemente $\rho_{\nu\nu}$), der Masse $m_{\mu\mu}$ und des Viererimpulsübertrags t wird in den Abschnitten 5.1.3 und 5.1.4 genauer diskutiert. Die Anpassung ergibt die folgenden Werte für die freien Parameter m_{ρ} und Γ_{ρ} :

$$\begin{aligned}
 (42) \quad & m_{\rho} = 772 \pm 10 \text{ MeV} \\
 & \Gamma_{\rho} = 127 \pm 32 \text{ MeV} \quad \text{im Intervall } I_t(0.0 - 0.1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (43) \quad & m_{\rho} = 773 \pm 10 \text{ MeV} \\
 & \Gamma_{\rho} = 58 \pm 21 \text{ MeV} \quad \text{im Intervall } I_t(0.1 - 0.4)
 \end{aligned}$$

Versucht man nun eine Breit-Wigner-Kurve mit der in (42) gefundenen Breite, welche gut mit der in anderen Experimenten gemessenen Breite des ρ^0 -Mesons übereinstimmt, an die Massenverteilung in Histogramm 18a anzupassen, dann findet man eine starke Abweichung der Daten von der angepaßten Kurve im Massenbereich $760 \text{ MeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 790 \text{ MeV}$ (Abbildung 18a). Unter der Annahme, daß die wahre Massenverteilung der einer ρ^0 -Resonanz mit der Breite $\Gamma_{\rho} = 127 \text{ MeV}$ entspricht, ist die Wahrscheinlichkeit, im obigen Massenintervall die beobachtete Spitze in der Massenverteilung zu finden, nur $P = 1.2\%$.

Die kleine Halbwertsbreite $\Gamma_{\rho} = 58 \text{ MeV}$, welche man für die Verteilung im Intervall $I_t(0.1 - 0.4)$ findet, zusammen mit der Wahrscheinlichkeit von nur 1.2% , genau im ω -Massenbereich die beobachtete Abweichung von einer ρ^0 -Breit-Wigner-Verteilung zu finden, lassen vermuten, daß nicht alle μ -Paare im ρ^0 -Massenbereich in Histogramm 17 von ($\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$)-Zerfällen stammen. Andererseits erwartet man, falls ($\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$)-

Zerfälle in der μ -Paar-Massenverteilung vorhanden sind, auf Grund der verschiedenen $d\mathcal{G}/dt$ -Verteilungen für die ρ^0 - und ω -Erzeugung einen relativ größeren Anteil an $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfällen bei Ereignissen mit großem $|t|$ zu finden. Trotz der geringen statistischen Signifikanz von etwas weniger als drei Standardabweichungen der schmalen Resonanzspitze bei $m_{\mu\mu} = 775$ MeV in Histogramm 18a wird diese aus obigen Gründen als Evidenz für den Zerfall $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$ angesehen. Die Zahl der $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Ereignisse erhält man aus der Anpassung einer mit der Akzeptanz gewichteten Breit-Wigner-Verteilung (44) an die Massenverteilung in Abbildung 18a.

$$(44) \quad B W_{\text{gew}} = C \cdot \left[\frac{\Gamma_{\rho}^2 \cdot \text{Acc}(\rho^0)}{4(m_{\mu\mu} - m_{\rho})^2 + \Gamma_{\rho}^2} + f_{\omega} \frac{\Gamma_{\omega}^2 \cdot \text{Acc}(\omega)}{4(m_{\mu\mu} - m_{\omega})^2 + \Gamma_{\omega}^2} \right]$$

- C : Normierungskonstante, welche durch die Gesamtzahl der Ereignisse festgelegt wird
- f_{ω} : Relative Intensität des $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfalls
- $\text{Acc}(\rho^0)$: Akzeptanzfunktion für den $(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfall (Formel 41)
- $\text{Acc}(\omega)$: Akzeptanzfunktion für den $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfall (Formel 41)

In (44) wurde der einfachste Fall einer inkohärenten Überlagerung von $(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ - und $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Amplituden angenommen. Nur m_{ω} und f_{ω} waren freie Parameter bei der Anpassung. Die folgenden Werte wurden gefunden:

$$m_{\omega} = 774 \pm 10 \text{ MeV}$$

$$f_{\omega} = 0.75 \pm 0.25$$

$\Gamma_{\rho} = 127 \text{ MeV}$, $m_{\rho} = 772 \text{ MeV}$ und $\Gamma_{\omega} = 12 \text{ MeV}$ waren fest vorgegeben. Abbildung 19 zeigt die bei der obigen Anpassung gefundene gewichtete ρ^0 -Breit-Wigner-Kurve. Die Zahl der $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Ereignisse berechnet sich damit zu $N_{\omega \rightarrow \mu\mu} = 7 \pm 3$. Der Fehler setzt sich aus dem statistischen Fehler und dem Fehler in f_{ω} zusammen.

Die Zahl der $(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Ereignisse im Intervall $I_t(0.0 - 0.1)$ läßt sich nun aus der Zahl der in $I_t(0.1 - 0.4)$ gefundenen Ereignisse berechnen, wenn man die Akzeptanz für μ -Paare aus ω -Zerfällen in Abhängigkeit von t in einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Die in dieser Rechnung angenommene Winkelverteilung der μ -Paare wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Die Rechnung ergibt $N_{\omega \rightarrow \mu\mu} = 4 \pm 2$ im Intervall $I_t(0.0 - 0.1)$; damit sollte der Anteil an $(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Ereignissen im Histogramm 18b nur etwa 5% aller Ereignisse im Massenbereich $I_m(600 - 900)$ ausmachen.

5.1.3 Die Zerfallswinkelverteilung der Myonen aus Vektormeson-Zerfällen

Die Zerfallswinkelverteilung der Myonen muß für die quantitative Analyse des $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Verzweigungsverhältnisses bekannt sein, da die geometrische Akzeptanz stark von dieser abhängt. Die Winkelverteilung W_{st} für den $(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ - und den $(\omega \rightarrow 3\pi)$ -Zerfall im Ruhesystem des Teilchens ist gegeben durch (Go64):

$$(45) \quad W_{st}(\cos \vartheta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + (S_{00} - S_{11})(3 \cos^2 \vartheta - 1) - 3S_{1-1}(1 - \cos^2 \vartheta) - 6\sqrt{2} \operatorname{Re} S_{10} \cos \vartheta (1 - \cos^2 \vartheta)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi \right\}$$

mit der Normierungsbedingung

$$S_{00} + 2S_{11} = 1$$

$S_{\nu\mu}$: Elemente der Spin-Dichtematrix eines Teilchens mit Spin-Parität $J^P = 1^-$

ϑ, φ : Polar- und Azimuthwinkel des Impulsvektors eines der sekundären Pionen im Fall des $(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ -Zerfalls, bzw. der Normalen auf der Zerfallsebene im $(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Zerfall, im Schwerpunktsystem des Vektormesons. Das hier verwendete Bezugssystem ist das sogenannte "Gottfried-Jackson"-System (Go64), in dem die z-Achse in Richtung des einlaufenden π -Mesons zeigt und die y-Achse senkrecht zur Produktionsebene steht.

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Teilchen an einem unpolarisierten Target in einer paritätserhaltenden Wechselwirkung erzeugt werden.

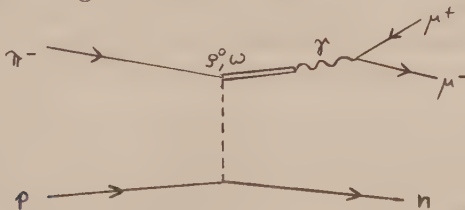
Für den Zerfall eines Vektormesons in zwei Leptonen wurde von Oakes (Oak66) eine allgemeine Form für die Winkelverteilung der Lepton-Paare in ihrem eigenen Ruhesystem abgeleitet.

$$(46) \quad W_{\mu\mu}(\cos\vartheta, \varphi) = \frac{1}{4\pi(3-\beta^2)} (3-\beta^2 \cdot 4\pi \cdot W_{st}(\cos\vartheta, \varphi))$$

β : Geschwindigkeit der Myonen im Ruhesystem des Vektormesons

Bei der Ableitung von (46) werden dieselben Annahmen über den Produktionsprozess gemacht, und es wird vorausgesetzt, daß das Lepton-Paar über ein virtuelles Photon an das Vektormeson gekoppelt ist.

Der spezielle Fall der Reaktionen (38) und (39) ist durch das folgende Diagramm beschrieben:



Die Dichtematrixelemente $S_{\nu\nu}$ in (46) können prinzipiell aus den μ -Paar-Daten durch eine Anpassung der Verteilung (46) an die gemessene $(\cos\vartheta, \varphi)$ -Verteilung unter Berücksichtigung der geometrischen Akzeptanz bestimmt werden.

Das Ergebnis dieser Anpassung war:

$$(47) \quad \begin{aligned} S_{00} - S_{11} &= -0.29 \pm 0.20 \\ S_{1-1} &= 0.09 \pm 0.14 \\ \operatorname{Re} S_{10} &= 0.19 \pm 0.22 \end{aligned}$$

Die sehr großen Fehler in den Dichtematrixelementen (47) sind bedingt durch die geringe Anzahl der zur Verfügung stehenden μ -Paar-Ereignisse zusammen mit der ungünstigen geometrischen Akzeptanz, die in großen Bereichen der $(\cos \vartheta, \varphi)$ -Ebene gleich Null ist (Abbildung 20). Wegen dieser großen Fehler wurde von der Möglichkeit, die Dichtematrixelemente für das φ^0 -Meson aus der Untersuchung von Reaktion (2b) zu bestimmen, Gebrauch gemacht. Im φ^0 -Massenbereich läßt sich die Zerfallswinkelverteilung der π -Paare aus Reaktion (2b) durch die Verteilung (48) beschreiben (Ko68), welche π -Paare mit Bahndrehimpuls $l=0$ und $l=1$ berücksichtigt.

$$(48) \quad W_{\pi\pi}(\cos \vartheta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + (\rho_{00} - \rho_{11})(3 \cos^2 \vartheta - 1) - 3\rho_{1-1}(1 - \cos^2 \vartheta) \right. \\ \cdot \cos 2\varphi - 6\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \cos \vartheta (1 - \cos^2 \vartheta)^{1/2} \cos \varphi \\ \left. + 2\sqrt{3} \rho_{0s} \cos \vartheta - 2\sqrt{6} \operatorname{Re} \rho_{1s} (1 - \cos^2 \vartheta)^{1/2} \cos \varphi \right\}$$

Die Normierungsbedingung lautet hier:

$$\rho_{ss} + \rho_{00} + 2\rho_{11} = 1$$

Die Anpassung der Verteilung (48) an die $(\cos \vartheta, \varphi)$ -Verteilung der π -Paare im Massenintervall $I_m(600 - 900)$ ergab die folgenden Parameter (Hy68):

$$(49) \quad \begin{aligned} \rho_{00} - \rho_{11} &= 0.52 \pm 0.03 \\ \rho_{1-1} &= 0.00 \pm 0.01 \\ \operatorname{Re} \rho_{10} &= 0.19 \pm 0.01 \\ \rho_{0s} &= 0.27 \pm 0.03 \\ \operatorname{Re} \rho_{1s} &= -0.07 \pm 0.01 \end{aligned}$$

Bei der Verwendung der ersten drei Parameter aus (49) in der μ -Paar-Winkelverteilung (45) macht man jedoch einen Fehler, da die absolute s-Wellenintensität ρ_{ss} bei der Analyse von Reaktion (2b) prinzipiell nicht bestimmt werden kann. Die

Ergebnisse in (49) aber sind abhängig von der Größe von g_{ss} . Die Größenordnung dieses Fehlers läßt sich aus einer Abschätzung des Betrags von g_{ss} mittels der aus der Pion-Pion-Streuphasenanalyse bekannten Werte von δ_s^0 und δ_s^2 ersehen. Mit den von Smith und Manning (Smi69) angegebenen Werten von δ_s^0 und δ_s^2 findet man $g_{ss} < 0.15$. Da sich die Akzeptanz und damit der Wirkungsquerschnitt maximal um 5% ändern, wenn man g_{ss} im Bereich zwischen 0.0 und 0.15 variiert (siehe Abschnitt 5.1.4), wurde die Akzeptanz für die μ -Paare unter Vernachlässigung des s-Wellenanteils in der π -Paar-Winkelverteilung berechnet.

Für den $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfall stehen keine direkten Messungen der Dichtematrixelemente aus Reaktion (37) zur Verfügung. Deshalb wurden zur Akzeptanzberechnung Dichtematrixelemente eingesetzt, welche bei der Messung der zu (36) ladungskonjugierten Reaktion $\pi^+n \rightarrow \omega p$ in einem Blasenkammerexperiment (Co65) bei 3.3 GeV/c gefunden wurden.

$$\begin{aligned}
 g_{00} g_{11} &= 0.43 \\
 (50) \quad g_{1-1} &= 0.19 \\
 \operatorname{Re} g_{10} &= 0.25
 \end{aligned}$$

5.1.4 Akzeptanz für $(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ - und $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Ereignisse

Im folgenden wird die Berechnung der geometrischen Akzeptanz der Apparatur speziell für $(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ - und $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Ereignisse erörtert. Wegen der geringen Breite des ω -Mesons ist es ausreichend, die Akzeptanz für μ -Paare aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei der festen Masse $m_\omega = 783$ MeV zu berechnen. In der Monte-Carlo-Rechnung (siehe Abschnitt 4.5) wurden die Winkelverteilung (46) mit den ω -Dichtematrixelementen aus (50), die $d^2/d\Omega$ -Verteilung in Tabelle 4, III und eine konstante Laborenergie $E_{\mu\mu} = 11.1$ GeV zugrunde gelegt. Die geometrische Akzeptanz im t -Intervall $I_t(0.1 - 0.4)$ ergibt sich damit zu

$$(51) \quad A(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-) = 8.5\%$$

Korrigiert man gemäß der angenommenen $d\mathcal{G}/dt$ -Verteilung auf den gesamten t -Bereich, dann findet man

$$(52) \quad A(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 3.9\%$$

Im Fall des $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls muß die Massenabhängigkeit der Akzeptanz berücksichtigt werden. Die Akzeptanz wird für verschiedene Massenwerte im Massenbereich $I_m(600 - 900)$ berechnet. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Zerfallswinkelverteilung und die $d\mathcal{G}/dt$ -Verteilung in diesem Massenbereich überall gleich sind. In der Monte-Carlo-Rechnung wurden die Zerfallswinkelverteilung (46), die Dichtematrixelemente (49), die $d\mathcal{G}/dt$ -Verteilung in Tabelle 4, IV und eine konstante Laborenergie $E_{\mu\mu} = 11.1$ GeV vorgegeben. Abbildung 21 zeigt die so berechnete reziproke Akzeptanz als Funktion der invarianten Masse.

Wie im vorigen Abschnitt diskutiert wurde, sind die aus den π -Paar-Daten gefundenen ρ_0 -Dichtematrixelemente (49) abhängig von der absoluten s -Wellenintensität ρ_{ss} im π -Paar-Spektrum. Deshalb wurde eine zweite Akzeptanzkurve berechnet mit veränderten Dichtematrixelementen, welche bei einer vorgegebenen s -Wellenintensität $\rho_{ss} = 0.15$ aus den π -Paar-Daten resultieren würden. Diese Kurve ist in Abbildung 21 gestrichelt eingezeichnet. Man sieht, daß in diesem Fall die Akzeptanz im Mittel etwas größer wäre, entsprechend einer systematischen Verschiebung des Wirkungsquerschnittes um -5%.

5.1.5 Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse

Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen (38) und (39) können nun mit den im vorhergehenden Abschnitt berechneten Akzeptanzen aus den Histogrammen 18a und 18b bestimmt werden.

Die Zahl der tatsächlichen $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfälle ergibt sich aus der mit der reziproken Akzeptanz gewichteten Verteilung

der invarianten Masse in Histogramm 18b. Zur Bestimmung der Halbwertsbreite und der zentralen Masse des ρ^0 wird eine Breit-Wigner-Verteilung der Form (53) an die gewichtete Massenverteilung im Massenbereich $I_m(600 - 900)$ angepaßt.

$$(53) \quad BW = k \cdot \frac{\Gamma_\rho}{4(m_{\mu\mu} - m_\rho)^2 + \Gamma_\rho^2}$$

$$k = \frac{N_{\text{gew}}}{\int_{600 \text{ MeV}}^{900 \text{ MeV}} \frac{\Gamma_\rho}{4(m_{\mu\mu} - m_\rho)^2 + \Gamma_\rho^2} dm_{\mu\mu}}$$

Γ_ρ und m_ρ sind freie Parameter bei der Anpassung. Wie in Abschnitt 5.1.2 gezeigt wurde, beträgt der Anteil an $(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Ereignissen im Massenspektrum der Abbildung 18a (t -Intervall $I_t(0.0 - 0.1)$) nur 5% und wurde daher bei der Anpassung vernachlässigt.

Abbildung 22 zeigt die gewichtete Massenverteilung und die angepaßte Breit-Wigner-Kurve. Die Parameter Γ_ρ und m_ρ der besten Anpassung sind

$$(54) \quad \begin{aligned} \Gamma_\rho(\mu\mu) &= 127 \pm 32 \text{ MeV} \\ m_\rho(\mu\mu) &= 773 \pm 10 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Die Gesamtzahl der gewichteten Ereignisse ist

$$N_{\text{gew}}(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 320 \pm 37$$

im Intervall $I_m(600 - 900)$. In der Zahl der gewichteten Ereignisse ist hier der Anteil an $(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Ereignissen (5%) bereits abgezogen.

Der Wirkungsquerschnitt für Reaktion (38) ergibt sich damit nach Formel (32) zu

$$(55) \quad \sigma(\pi^- p \rightarrow \rho^0 n)_{\mu^+ \mu^-} = (2.75 \pm 0.5) \times 10^{-3} \text{ } \mu\text{b}$$

bezogen auf die Intervalle $I_t(0.0 - 0.1)$ und $I_m(600 - 900)$.

Die folgenden Zahlenwerte wurden dabei in Formel (32) eingesetzt:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{Res}} &= 320 \\
 n_{\pi} &= 8.9251 \times 10^{10} \\
 n_p &= 4.28 \times 10^{24} \\
 l_{\text{eff}} &= 97.5 \text{ cm} \\
 r &= 2.97 \text{ (Tabelle 3, Abschnitt 4.4)} \\
 f_{\text{Kam}} &= 1.07
 \end{aligned}$$

In der gleichen Weise berechnet man den Wirkungsquerschnitt für Reaktion (39)

$$(56) \quad \sigma(\pi^- p \rightarrow \omega n) = (1.53 \pm 0.72) \times 10^{-3} \mu\text{b}$$

$\downarrow \mu^+ \mu^-$

mit

$$\begin{aligned}
 A^{-1}(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= 25.6 \\
 N_{\text{Res}} &= 7
 \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt (56) bezieht sich auf den gesamten t-Bereich.

Die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse B_{ρ} und B_{ω} der leptonischen Zerfälle des ρ^0 - und ω -Mesons erfordert nun noch die Kenntnis der betreffenden Erzeugungswirkungsquerschnitte bei derselben Strahlenergie. Der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt ist aus der Analyse von Reaktion (2b) bekannt. Die Anpassung einer p-Wellen-Breit-Wigner-Verteilung (siehe (Hy68), Tabelle 2, A) an die gewichtete Verteilung der invarianten $\pi\pi$ -Paar-Masse (Abbildung 23) ergibt für Masse und Halbwertsbreite des ρ^0 -Mesons die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}
 (57) \quad \Gamma_{\rho}(\pi\pi) &= 145 \pm 9 \text{ MeV} \\
 m_{\rho}(\pi\pi) &= 775 \pm 3 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

Im π -Paar-Massenspektrum wurde bei der Anpassung außer der Breit-Wigner-Form für die ρ^0 -Resonanz noch ein nicht resonanter $(\pi^+\pi^-)$ -Untergrund mit einer Phasenraum-Verteilung berücksichtigt. Die Zahl der gewichteten $(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ -Ereignisse ergibt sich aus dieser Anpassung mit

$$N_{\text{gew}}(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 5740 \pm 210$$

in den Intervallen $I_t(0.0 - 0.1)$ und $I_m(600 - 900)$. Dies entspricht einem Wirkungsquerschnitt

$$(58) \quad \sigma(\pi^-p \rightarrow \rho^0 n) = 65.2 \pm 8.1 \mu\text{b}$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow \pi^+\pi^-$$

Aus den beiden Wirkungsquerschnitten (55) und (58) errechnet sich das Verzweigungsverhältnis

$$(59) \quad B_{\rho^0} = \frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\rho^0)} = (4.2 \pm 0.6) \times 10^{-5}$$

Der in (59) angegebene Fehler ist wesentlich kleiner als der aus den Fehlern in den Wirkungsquerschnitten (55) und (58) berechnete, da sich viele systematische Fehler auf Grund der Messung beider Wirkungsquerschnitte mit derselben Apparatur im Verzweigungsverhältnis herausheben. Der obige Fehler ist im wesentlichen durch den statistischen Fehler gegeben.

Der ω -Erzeugungswirkungsquerschnitt ist in diesem Experiment nicht gemessen worden. Es existieren nur zwei Experimente, die einen Wirkungsquerschnitt für ω -Produktion in (π^-p) -Wechselwirkungen bei hohen Energien angeben. In einem Funkenkammerexperiment (Shi66) bei 10 GeV Pion-Energie wurde die Erzeugung von drei Photonen untersucht. Der Wirkungsquerschnitt für die ω -Erzeugung in der Reaktion $\pi^-p \rightarrow (\omega \rightarrow \pi^0\gamma)n$ wird angegeben.

$$(60) \quad \sigma(\pi^-p \rightarrow \omega n) = 5 \pm 2 \mu\text{b}$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow \pi^0\gamma$$

Abbildung 24 zeigt die in diesem Experiment gemessene invariante Masse des $(\pi^0 \gamma)$ -Systems. Die beiden Kurven stellen eine Anpassung einer Untergrundverteilung (durchgehende Linie) + einer ω -Breit-Wigner-Kurve (gestrichelt) an die gemessene $(\pi^0 \gamma)$ -Massenverteilung dar. Aus dem Wirkungsquerschnitt (60), aus dem gemessenen Verzweigungsverhältnis des $(\pi^0 \gamma)$ -Zerfalls (Par69) des ω -Mesons und mit der Annahme, daß $\mathcal{B}$ proportional p_{Lab}^{-2} ist (Mo66), findet man für einen Strahlimpuls $p_{\text{Lab}} = 11.1 \text{ GeV}/c$:

$$(61) \quad \mathcal{B}(\pi^- p \rightarrow \omega n) = 45 \pm 18 \mu\text{b}$$

Die Untersuchung von π^- -Wechselwirkungen in einer mit Freon gefüllten Blaskammer (OMB69) bei 15 GeV/c Strahlimpuls ergibt die Wirkungsquerschnitte $\mathcal{B}(\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) = (135 \pm 25) \mu\text{b}$ und $\mathcal{B}(\pi^- p \rightarrow \omega n) = (35 \pm 13) \mu\text{b}$.

Der in diesem Experiment gefundene ρ^0 -Wirkungsquerschnitt ist bedeutend größer als man auf Grund mehrerer ziemlich genauer Messungen bei Energien zwischen 1.8 GeV und 11.2 GeV erwartet (Abbildung 25). Dies könnte durch einen systematischen Fehler bei der Umrechnung der $(\pi^- \text{-Nukleus})$ - auf $(\pi^- \text{-Nukleon})$ -Wirkungsquerschnitte mit Hilfe des optischen Modells bedingt sein. Deshalb wurden diese beiden Wirkungsquerschnitte hier auf den aus der Kurve in Abbildung 25 erwarteten ρ^0 -Wirkungsquerschnitt normalisiert und gemäß einer p_{Lab}^{-2} -Abhängigkeit für einen Strahlimpuls von 11.1 GeV/c extrapoliert. Diese Rechnung ergibt:

$$(62) \quad \mathcal{B}(\pi^- p \rightarrow \omega n) = 33 \pm 12 \mu\text{b}$$

Endgültig wird das gewichtete Mittel (63) aus (61) und (62) zur Berechnung des $(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Verzweigungsverhältnisses verwendet.

$$(63) \quad \mathcal{B}(\pi^- p \rightarrow \omega n) = 37 \pm 10 \mu\text{b}$$

Mit (56) und (63) erhält man:

$$(64) \quad B_{\omega} = \frac{\Gamma(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\omega)} = (4.1 \pm 2.2) \times 10^{-5}$$

Durch eine mögliche Interferenz der Amplituden $A(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ und $A(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ kann ein zusätzlicher großer systematischer Fehler in den Ergebnissen (55), (56), (59) und (64) auftreten. Im Fall 100%iger Interferenz der beiden Amplituden ist ein Fehler von maximal $\pm 25\%$ bzw. $\pm 100\%$ in den Ergebnissen (55) und (59) bzw. (56) und (64) möglich. Der Interferenzeffekt ist maximal, wenn ρ^0 und ω beide im gleichen Spinzustand produziert werden und die relative Phase von $A(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ und $A(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ nahe bei 0° (total konstruktive Interferenz) oder bei 180° (total destruktive Interferenz) liegt.

Im Massenspektrum aller μ -Paare aus Reaktion (1a) ist eine Anhäufung von Ereignissen im Massenbereich $1010 \text{ MeV} \leq m_{\mu\mu} \leq 1050 \text{ MeV}$ zu beobachten (Abbildung 12b). Die Masse dieses Signals stimmt innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Masse des φ -Mesons überein. Die 7 Ereignisse in dieser Resonanzspitze werden deshalb dem Zerfall des φ -Mesons $\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zugeordnet. Nach der Selektion der Reaktion (1b) bleiben von den 7 Ereignissen nur mehr 2 Ereignisse übrig (Abbildung 17). Diese 2 Ereignisse ergeben eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts:

$$(65) \quad \mathcal{B}(\pi^+ p \rightarrow \varphi n)_{\rightarrow \mu^+ \mu^-} = (249 \pm 182) \times 10^{-6} \mu\text{b}$$

Durch eine Normalisation auf den Wirkungsquerschnitt der φ -Produktion in $(\pi^+ p)$ -Wechselwirkungen (Reaktion (3)), welcher mit derselben Apparatur und bei der gleichen Energie gemessen wurde (Lo69), findet man für das Verzweigungsverhältnis:

$$(66) \quad B_{\varphi} = \frac{\Gamma(\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(\varphi)} = (92 \pm 68) \times 10^{-5}$$

Verschiedene andere Messungen der Verzweigungsverhältnisse der leptonischen Zerfälle von Vektormesonen sind zum Vergleich in Tabelle 5 zusammengestellt. Diese Werte stammen zum Teil von Untersuchungen der Zerfälle $V^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ oder $V^0 \rightarrow e^+ e^-$, zum Teil von Elektron-Positron-Speicherring-Experimenten, in denen die Produktion von Vektormesonen in $(e^+ e^-)$ -Stößen beobachtet wird.

Die Mittelwerte der verschiedenen Messungen von B_ρ , B_ω und B_φ und die Fehler dieser Mittelwerte in Tabelle 5 sind nach den Formeln

$$\langle B \rangle = \frac{\sum_i B_i / \Delta B_i^2}{\sum_i 1 / \Delta B_i^2}$$

und

$$\langle \Delta B \rangle = \left(\sum_i 1 / \Delta B_i^2 \right)^{-1/2}$$

berechnet. Die in diesem Experiment gefundenen Verzweigungsverhältnisse stimmen im Fall des ω - und des φ -Mesons innerhalb des Fehlers mit den Mittelwerten aus allen Messungen überein. Der Wert für B_ρ ist innerhalb 2 Standardabweichungen mit dem Mittelwert in Tabelle 5 verträglich.

5.1.6 Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des Vektormesondominanz-Modells

Der Formalismus des V.M.D.-Modells wird im folgenden kurz dargestellt. Die gemessenen Verzweigungsverhältnisse werden mit einigen Vorhersagen des V.M.D.-Modells verglichen. Folgerungen aus der Oktett-Klassifizierung der Vektormesonen und des elektromagnetischen Stromes in der SU₃-Symmetrie werden beschrieben und mit den Ergebnissen dieses Experimentes verglichen.

5.1.6.1 Das Vektormesondominanz-Modell

Bei Einbeziehung der elektromagnetischen Wechselwirkungen von Hadronen haben die Maxwell'schen Gleichungen folgende

Tabelle 5

Verzweigungsverhältnisse der leptonischen Zerfälle
von Vektormesonen

Vektor- meson	Beschleuniger	Reaktion	$B(V \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ $\times 10^5$	Mittel- wert	Litera- tur
ρ	Cambridge CEA	$\rho C \rightarrow \mu^+ \mu^- \dots$	4.4 ± 2.1 0.9	5.2 ± 0.4	(Pa66)
	Hamburg DESY	$\rho C \rightarrow e^+ e^- C$	6.5 ± 1.4		(As67)
	Novosibirsk- Speicherring	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$	5.0 ± 1.0		(Aus68)
	Brookhaven AGS	$\rho_{Fe}^C \rightarrow \mu^+ \mu^- \dots$	5.6 ± 1.1		(We69)
	Orsay-Speicher- ring	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$	6.63 ± 0.85		(Au1 69, Au2 69)
	Dieses Experi- ment	$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$	4.2 ± 0.6		
ω	Genf CERN PS	$\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$	4.0 ± 1.5	5.6 ± 0.9	(Bo1 68)
	Orsay-Speicher- ring	$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	7.6 ± 1.4		(Au1 69, Au3 69)
	Dieses Experi- ment	$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$	4.1 ± 2.2		
φ	Hamburg DESY	$\rho C \rightarrow e^+ e^- C$	29 ± 8	37 ± 5	(Be68)
	Genf CERN PS	$\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$	61 ± 26		(Bo2 68)
	Orsay-Speicher- ring	$e^+ e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$	39.6 ± 6.2		(Au2 69, Au3 69)
	Dieses Experi- ment	$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$	92 ± 68		

Gestalt:

$$(67) \quad \frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu} = -e (\mathcal{J}_\nu + i_\nu (\text{lepton}))$$

$\mathcal{J}_\nu$ ist der hadronische elektromagnetische Strom.

Die Grundannahme des V.M.D.-Modells ist nun, daß der gesamte hadronische elektromagnetische Strom $\mathcal{J}_\mu$ identisch ist mit einer Linearkombination der bekannten neutralen Vektormesonenfelder ("Strom-Feld-Identität"). Der Isovektoranteil des hadronischen elektromagnetischen Stromes wird durch das ρ^0 -Mesonenfeld ρ_μ gegeben.

$$(68) \quad \mathcal{J}_\mu^{(I_3)} = \frac{m_\rho^2}{g_\rho} \rho_\mu$$

g_ρ : ρ -Meson-Hadron-Kopplungskonstante

In dieser Form ist bereits die Universalität der ρ -Meson-Hadron-Kopplung angenommen. Der hochgestellte Index deutet an, daß es sich um den der Erhaltungsgröße I_3 (3. Komponente des Isospins) zugeordneten Strom handelt.

In Analogie zur Strom-Feld-Identität (68) für das ρ^0 -Meson wird der isoskalare Anteil des elektromagnetischen Stroms der Hadronen einer Linearkombination der ω - und φ -Mesonenfelder ω_μ und φ_μ gleichgesetzt.

$$(69) \quad \frac{1}{2} \mathcal{J}_\mu^{(Y)} = \frac{m_\varphi^2}{2g_Y} \cdot \cos \Theta_Y \varphi_\mu - \frac{m_\omega^2}{2g_Y} \sin \Theta_Y \omega_\mu$$

$\mathcal{J}_\mu^{(Y)}$: der der Hyperladung entsprechende Strom

g_Y : Kopplungskonstante

Θ_Y : ω - φ -Mischungswinkel

Der Ansatz (69) enthält eine Linearkombination von φ_μ und ω_μ , da die beobachteten Vektormesonen φ und ω in einer verletzten SU3-Symmetrie Linearkombinationen des "reinen" Oktetts ω_8 und des "reinen" Singulett ω_1 sind, welche an den Hyperladungs- bzw. Baryonenzahl-Strom gekoppelt sind. Mit der Gell-Mann-Nishijima-Beziehung

$$(70) \quad J_\mu = J_\mu^{(I_3)} + \frac{1}{2} J_\mu^{(Y)}$$

lautet die Strom-Feld-Identität^{*}):

$$(71) \quad J_\mu = \frac{m_\varphi^2}{g_\varphi} s_\mu + \frac{m_\varphi^2}{2g_Y} \cos \Theta_Y \varphi_\mu - \frac{m_\omega^2}{2g_Y} \sin \Theta_Y \omega_\mu \\ = \frac{m_\varphi^2}{g_\varphi} s_\mu + \frac{m_\varphi^2}{g_\varphi} \varphi_\mu + \frac{m_\omega^2}{g_\omega} \omega_\mu$$

Schreibt man die Lagrangedichte für die Kopplung der Hadronen an das elektromagnetische Feld in der Form

$$(72) \quad \mathcal{L}_Y = e J_\mu A_\mu = \sum_{V=\varphi, \omega, \varphi} \gamma_{VY} V_\mu A_\mu$$

A_μ : Viererpotential des Maxwell'schen Feldes

dann ergibt sich für die Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten γ_{VY} mit (71) die Beziehung

$$(73) \quad \gamma_{VY} = e \frac{m_V^2}{g_V}$$

In der Schreibweise der Feynman-Graphen bedeutet das, daß die elektromagnetischen Wechselwirkungen von Hadronen durch folgendes Diagramm beschrieben werden:

$$\begin{array}{c} \gamma \qquad \qquad \qquad V \\ \text{~~~~~} \text{~~~~~} \\ \gamma_{VY} \end{array} \qquad V = \varphi, \omega, \varphi$$

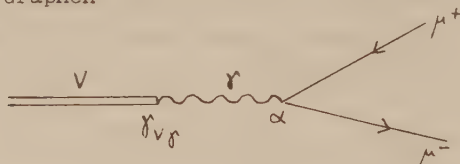
^{*}) Eine von der näherungsweise Gültigkeit der SU3-Symmetrie unabhängige Ableitung der Strom-Feld-Identität (71) im Rahmen einer eichinvarianten Lagrange'schen Feldtheorie wird in einer Arbeit von Kroll, Lee und Zumino (Kro67) gegeben.

Für jeden solchen Graphen wird ein Vertexfaktor

$$(74) \quad e \cdot e_\mu(p) \cdot \frac{m_V^2}{g_V}$$

eingesetzt. $e_\mu(p)$ in (74) ist der Polarisationsvektor eines Vektormesons mit dem Viererimpuls p .

Mit diesen Annahmen berechnen sich die partiellen Zerfallsbreiten leptonischer Zerfälle von Vektormesonen aus dem folgenden Graphen



mit dem Ergebnis (siehe Anhang A):

$$(75) \quad \Gamma(V^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \frac{m_V}{g_V^2} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{m_V^2}\right) \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_V^2}\right)^{1/2}$$

$$\approx \frac{4\pi\alpha^2}{3} \frac{m_V}{g_V^2}$$

α : Feinstrukturkonstante

m : Masse des Myons

Da im weiteren ein Vergleich mit dem starken Zerfall $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ gemacht wird, wird hier auch die Formel für die Zerfallsrate $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ angegeben:



$$(76) \quad \Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} \frac{m_\rho}{12} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^{3/2}$$

$g_{\rho\pi\pi}$: $(\rho\pi\pi)$ -Kopplungskonstante

Die Rechnung dazu ist ebenfalls im Anhang A durchgeführt.

Die Anwendung der Strom-Feld-Identität auf Prozesse, bei denen sich die Vektormesonen auf der Massenschale befinden, wie bei der Berechnung von $\Gamma(V \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ in (75), bedeutet im Prinzip nur eine Definition des Vertexfaktors einer Vektormeson-Photon-Kopplung. Der eigentliche Inhalt der V.M.D.-Hypothese ist die Annahme, daß man die Photon-Vektormeson-Analogie auch auf Prozesse mit "off mass shell"-Vektormesonen übertragen kann. Das heißt, daß die durch die Strom-Feld-Identität vermittelte Beziehung (77) zwischen den Matrixelementen des elektromagnetischen Stromes J_μ (Isovektor) und des Stromes J_μ^S auch für $t \neq m_S^2$ gültig sein soll (Kro67).

$$(77) \quad \langle B | J_\mu^{(\text{Isovektor})} | A \rangle = \frac{m_S^2}{g_S} \frac{1}{t - m_S^2} \langle B | J_\mu^S | A \rangle$$

$$t = (p(B) - p(A))^2$$

A und B in (77) stehen für beliebige hadronische Zustände. J_μ^S ist die Quelle des φ -Mesonfeldes, definiert in der Bewegungsgleichung für das Feld φ_μ :

$$(78) \quad \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \varphi_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} \right) - m_S^2 \varphi_\nu = J_\nu^S$$

Dieselbe Überlegung gilt nun natürlich auch für den isoskalaren Anteil des elektromagnetischen Stromes, wobei die rechte Seite der zu (77) und (78) analogen Beziehungen sich in diesem Fall aus einer Linearkombination von ω - und φ -Meson-Termen zusammensetzt. In praktisch allen Anwendungen des V.M.D.-Modells wird die Gültigkeit der Extrapolation der rechten Seite von Gleichung (77) nach t -Werten ungleich m_S^2 geprüft.

5.1.6.2 Berechnung der experimentellen Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten

Da die Halbwertsbreiten der Vektormesonen bekannt sind, lassen sich aus (75) und den gemessenen Verzweungsverhältnissen (Tabelle 5, Abschnitt 5.1.4) die $(V-\gamma)$ -Kopplungskonstanten angeben. Es wird hier der in der Literatur üblichen Schreib-

weise gefolgt, die Größe $g_V^2/4\pi$ anzugeben, welche der $(V-\gamma)$ -Kopplungskonstanten umgekehrt proportional ist. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{g_\rho^2}{4\pi} &= 2.3 \pm 0.3 \\ (79) \quad \frac{g_\omega^2}{4\pi} &= 27 \pm 14 \\ \frac{g_\varphi^2}{4\pi} &= 33 \pm 24 \end{aligned}$$

Zur Übersicht sind alle bei der Berechnung von (79) verwendeten Größen in Tabelle 6 zusammengestellt. Die in Klammern gesetzten Zahlen sind Tabellenwerte (Par69), die übrigen Zahlen entstammen diesem Experiment.

Tabelle 6

Vektor-meson	$B(V \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ $\times 10^5$	m_V [MeV]	$\Gamma_{\text{tot}}(V)$ [MeV]	$\Gamma(V \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ [keV]	$g_V^2/4\pi$
ρ	4.2 ± 0.6	775 ± 3	145 ± 9	6.1 ± 0.9	2.3 ± 0.3
ω	4.1 ± 2.2	(783 ± 0.7)	(12.6 ± 1)	0.5 ± 0.3	27 ± 14
φ	92 ± 68	1019 ± 0.6	3.7 ± 0.6	3.4 ± 2.5	33 ± 24

5.1.6.3 Vergleich des $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ - und des $(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ -Zerfalls
Setzt man in Gleichung (77) für A und B ein geladenes π -Meson ein, dann erhält man den π -Meson-Formfaktor.

$$(80) \quad F_\pi(t) = \frac{m_\rho^2}{g_\rho} \frac{g_{\rho\pi\pi}}{t - m_\rho^2}$$

und mit $F(0) = 1$ die Aussage

$$(81) \quad g_{\rho\pi\pi} = g_{\rho} \quad \text{oder} \\ \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} = \frac{g_{\rho}^2}{4\pi}$$

Bei der Ableitung der Beziehung (80) wurde das ρ -Meson als stabiles Teilchen angenommen. Eine Berücksichtigung der relativ großen Halbwertsbreite des ρ -Mesons ergibt eine Korrektur der exakten Beziehung (81) (Gou68, Vau68):

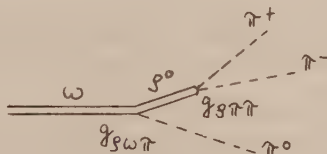
$$(82) \quad \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} = 1.15 \frac{g_{\rho}^2}{4\pi}$$

Diese Vorhersage läßt sich experimentell nachprüfen, indem man aus der Formel (76) und dem Wert von $\Gamma(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-)$ aus Tabelle 6 $g_{\rho\pi\pi}$ berechnet und in die Beziehung (82) einsetzt. Mit $g_{\rho}^2/4\pi$ aus Tabelle 6 ergibt sich die "Gleichung":

$$(83) \quad 2.8 \pm 0.2 = 2.6 \pm 0.3$$

5.1.6.4 Das Modell von Gell-Mann, Sharp und Wagner

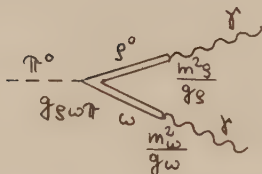
In einer Arbeit von Gell-Mann, Sharp und Wagner (Gel 62) wird das V.M.D.-Modell auf die Zerfälle $\omega \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ angewendet. Zur Berechnung der Zerfallsraten werden folgende Feynman-Diagramme zugrunde gelegt:



$$(84) \quad \Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = \frac{1}{12} \frac{3.56}{\sqrt{3}} \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} \frac{g_{\rho\omega\pi}^2}{4\pi} \frac{m_{\omega} m_{\pi}^2 (m_{\omega} - 3m_{\pi})^4}{(m_{\rho}^2 - 4m_{\pi}^2)^2}$$



$$\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = \frac{\alpha}{24} \left(\frac{g_S^2}{4\pi} \right)^{-1} \frac{g_S^2 \omega \pi}{4\pi} \frac{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^3}{m_\omega^3}$$



$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{g_S^2}{4\pi} \right)^{-1} \left(\frac{g_\omega^2}{4\pi} \right)^{-1} \frac{g_S^2 \omega \pi}{4\pi} m_\pi^3$$

Die drei partiellen Breiten sowie die Kopplungskonstante $g_{S\pi\pi}$ sind experimentell bekannt, so daß man nach Elimination der Kopplungskonstanten $g_{S\omega\pi}$ die Konstanten g_S und g_ω aus (84) berechnen kann. Man findet

$$(85) \quad \frac{g_S^2}{4\pi} = \frac{\sqrt{3}\alpha}{3.56 \cdot 24} \frac{\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) \cdot \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)} \frac{(m_\omega^2 - 4m_\pi^2)^{7/2} (m_\omega^2 - m_\pi^2)^3}{m_S^2 m_\omega^4 m_\pi^2 (m_\omega - 3m_\pi)}$$

$$\frac{g_\omega^2}{4\pi} = 6\alpha \frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)} \frac{m_\pi^3 \cdot m_\omega^3}{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^3}$$

Mit den Tabellenwerten (Par69) $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = (12.6 \pm 1) \text{ MeV}$, $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (1.2 \pm 1) \text{ MeV}$ und $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = (7.5 \pm 1.3) \times 10^{-6} \text{ MeV}$ ergibt sich aus (85):

$$(86) \quad \begin{aligned} \frac{g_S^2}{4\pi} &= 3.1 \pm 0.6 \\ \frac{g_\omega^2}{4\pi} &= 44 \pm 10 \end{aligned}$$

Diese Vorhersagen sind innerhalb der Fehlergrenzen mit den Meßwerten verträglich.

5.1.6.5 SU3-Vorhersagen und Summenregeln

SU3-Symmetrie zusammen mit dem von SU6 gegebenen Wert des ω - φ -Mischungswinkel liefert folgende Vorhersage über das Verhältnis der drei (V - γ)-Kopplungskonstanten:

$$(87) \quad g_{\rho}^{-2} : g_{\omega}^{-2} : g_{\varphi}^{-2} = 9 : 1 : 2$$

Eine Ableitung dieser Vorhersage wird in Anhang B gegeben. Die experimentellen Werte ergeben das Verhältnis

$$(88) \quad g_{\rho}^{-2} : g_{\omega}^{-2} : g_{\varphi}^{-2} = 9 : 0.77 : 0.95$$

Wegen der großen Unsicherheit im Wert des in diesem Experiment gemessenen ($\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Verzweigungsverhältnisses wird in (88) und im folgenden der Mittelwert der $\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-)$ - und $\Gamma(\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Messungen aus Tabelle 5 benützt. Oakes und Sakurai (Oak67) und Das, Mathur und Okubo (Da67) berechnen mit speziellen Annahmen über die symmetrieverletzenden Wechselwirkungsterme in SU3 Verhältnisse der Kopplungskonstanten, die von der einfachen SU3-Vorhersage (87) etwas verschieden sind.

$$(89) \quad g_{\rho}^{-2} : g_{\omega}^{-2} : g_{\varphi}^{-2} = 9 : 1.23 : 1.02 \quad (\text{DMO})$$

und

$$(90) \quad g_{\rho}^{-2} : g_{\omega}^{-2} : g_{\varphi}^{-2} = 9 : 0.66 : 1.33 \quad (\text{OS})$$

Schließlich sei noch ein Modell von Dar und Weisskopf (Dar68) erwähnt, die mit Hilfe des Quarkmodells und der Summenregel von Weinberg (Wei67) zu folgender Beziehung kommen:

$$(91) \quad g_{\rho}^{-2} : g_{\omega}^{-2} : g_{\varphi}^{-2} = 9 : 0.97 : 1.14$$

Ein Vergleich dieser verschiedenen theoretischen Vorhersagen mit dem gemessenen Verhältnis (88) der Kopplungskonstanten läßt im Augenblick keine signifikante Unterscheidung zwischen den einzelnen Modellen zu. Einmal sind die Fehler in den Kopplungskonstanten noch sehr groß und zum andern läßt sich nicht entscheiden, welchen Wert man für $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ bei der Berechnung von g_ρ einsetzen soll, da die in der neueren Literatur angegebenen Werte für $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ zwischen 100 MeV und 160 MeV schwanken.

Aus der sogenannten "ersten" Summenregel von Weinberg haben mehrere Autoren (Da67, Oak67) eine Summenregel für die partiellen Breiten $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, $\Gamma(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ und $\Gamma(\varphi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ abgeleitet.

$$(92) \quad \sum = \frac{1}{3} m_\rho \Gamma(\rho \rightarrow \mu^+\mu^-) - m_\omega \Gamma(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-) - m_\varphi \Gamma(\varphi \rightarrow \mu^+\mu^-) =$$

Die experimentellen Werte ergeben

$$(93) \quad \sum = -0.23 \pm 0.45$$

5.1.6.6 Diskussion

Alle in den vorhergehenden Abschnitten diskutierten theoretischen Vorhersagen und die experimentellen Ergebnisse sind zur Übersicht in Tabelle 7 zusammengefaßt.

Die gute Übereinstimmung von g_ρ und $g_{\rho\pi\pi}$ (Abschnitt 5.1.6.3) deutet darauf hin, daß die Extrapolation des Matrixelements (77) zumindest im Bereich $-m_\rho^2 \leq t < 0$ sinnvoll ist.

Die im Modell von Gell-Mann, Sharp und Wagner vorhergesagten Kopplungskonstanten g_ρ und g_ω sind größer als die experimentell bestimmten; sie sind innerhalb des großen Meßfehlers noch mit den in diesem Experiment gemessenen g_ρ und g_ω verträglich, stehen jedoch im Widerspruch mit den experimentellen Mittelwerten.

Von den Vorhersagen über das Verhältnis $g_\rho^2 : g_\omega^2 : g_\phi^2$ schei-
nen die Vorhersagen von Oakes und Sakurai und Dar und Weiss-
kopf am besten mit den Daten übereinzustimmen. Mit guter
Genauigkeit ist auch die Weinberg'sche Summenregel erfüllt.

Tabelle 7

	$g_\rho^2/4\pi$	$g_\omega^2/4\pi$	$g_\phi^2/4\pi$	$g_\rho^2 : g_\omega^2 : g_\phi^2$
Dieses Expe- riment	2.3 ± 0.3	27 ± 14	5.4 ± 4	$9 : 0.77 : 0.95$
Mittel- werte	1.9 ± 0.14	19.8 ± 3.2	13.3 ± 1.7	$9 : 0.85 : 0.75$
Gell-Mann, Sharp, Wagner	3.1 ± 0.6	44 ± 10		
SU3				$9 : 1 : 2$
Das, Mathur, Okubo				$9 : 1.23 : 1.02$
Oakes, Sakurai				$9 : 0.66 : 1.33$
Dar, Weisskopf				$9 : 0.97 : 1.14$
Summenregel theoretisch	$\sum = \frac{1}{3} m_\rho^2 T(s \rightarrow \mu^+ \mu^-) - m_\omega^2 T(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-) - m_\phi^2 T(\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ $= 0$			
Summenregel experimentell	$\sum = -0.23 \pm 0.45$			

5.2 Der Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

5.2.1 Evidenz für den Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Neben der breiten Resonanz im ρ^0 -Massenbereich ist in Abbildung 15 eine Anhäufung von Ereignissen bei einer invarianten Masse von ungefähr 560 MeV deutlich sichtbar. Die Breite dieser Resonanzspitze ist etwa gleich der Massenauflösung des Spektrometers bei dieser Masse. Das einzige bekannte Teilchen in diesem Massenbereich, das diesen Effekt erzeugen kann, ist das η -Meson mit den Quantenzahlen Spin $J = 0$, Isospin $I = 0$, Parität $P = -1$, Ladungskonjugation $C = +1$ und G-Parität $G = +1$.

Sowohl die Größenordnung dieses Signals als auch dessen Position im Massenspektrum schließen einen Untergrundeffect aus. Aus Abbildung 13 geht hervor, daß man im Histogramm 15 im Massenbereich $I_m(500 - 600)$ weniger als ein μ -Paar aus dem Untergrund von "Zerfällen im Flug" zu erwarten hat. Außerdem hat die Verteilung in Abbildung 13 bei 530 MeV gerade ein Minimum. Die Massenverteilung von μ -Paaren aus elektromagnetischen Prozessen wie Paarerzeugung im Coulombfeld von Nukleonen durch hochenergetische Photonen oder interne Konversion von Photonen in μ -Paare (Dalitzpaare) in Zerfällen der Art $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ oder $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ kann ebenfalls keine Struktur dieser Art erklären. In allen diesen Prozessen werden die beiden Myonen im Mittel mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel emittiert, so daß die Massenverteilung eine Spitze bei $m_{\mu\mu} \approx 2 m_\mu$ hat, die steil abfällt und zu größeren Massen hin in eine flache Verteilung übergeht. Abbildung 26 zeigt als Beispiel die Form der Massenverteilung von Dalitzpaaren aus dem Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ (Qui68). Sie weist für höhere Massen keinerlei Struktur auf.

Die Resonanzspitze bei etwa 560 MeV in Abbildung 15 kann aus diesen Gründen nur dem Zerfall $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zugeordnet werden. Die zentrale Masse und die Breite dieser Resonanzspitze sind

$$m(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (566 \pm 4) \text{ MeV}$$

$$\Gamma = \pm 15 \text{ MeV}$$

$m(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ und $\tilde{\sigma}$ wurden aus dem Histogramm 15 im Massenbereich $I_m(520 - 600)$ bestimmt. Als Untergrund wurde dabei die Flanke einer mit der massenabhängigen Akzeptanz gewichteten ρ^0 -Breit-Wigner-Verteilung (41) abgezogen, welche an das Spektrum im ρ^0 -Massenbereich $I_m(600 - 900)$ angepaßt worden war.

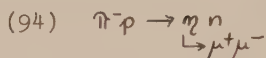
Die Werte $T_\rho = 121$ MeV und $m_\rho = 767$ MeV waren bei dieser Anpassung gefunden worden.

Die hier beobachtete Masse des η -Mesons stimmt innerhalb des Fehlers mit dem in anderen Experimenten genau gemessenen Wert der η -Masse von 548.8 ± 0.6 MeV überein, wenn man den zusätzlichen systematischen Fehler in der μ -Paar-Massenbestimmung mit berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.3). Die gemessene Breite der Resonanzspitze ist verträglich mit der Massenauflösung des Spektrometers.

5.2.2 Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow (\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) n$

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses erfordert eine Beschränkung der Daten auf den Endzustand $\mu^+ \mu^- n$, da der Erzeugungswirkungsquerschnitt für das η bei hohen Energien nur in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta n$ gut gemessen ist (Gui65). In der Verteilung der invarianten Masse dieser Ereignisse befinden sich im η -Massenbereich $I_{m\eta}(520 - 600)$ 13 Ereignisse (Abbildung 27). Das Intervall $I_{m\eta}$ sollte bei der Massenauflösung von $\Delta m = \pm 20$ MeV 95% aller $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfälle enthalten. Zur Bestimmung der Zahl der μ -Paare, die man in $I_{m\eta}$ aus dem Flügel der ρ^0 -Resonanz als Untergrund zu erwarten hat, wurde wiederum eine gewichtete ρ^0 -Breit-Wigner-Kurve der Form (41) im Intervall $I_m(600 - 900)$ an das Massenspektrum in Abbildung 27 angepaßt und zu niedrigeren Massen hin extrapoliert. Die durchgehende Kurve in Abbildung 27 zeigt die angepaßte Breit-Wigner-Verteilung, die gestrichelte Kurve ist die Extrapolation der angepaßten Kurve. Daraus ergibt sich, daß von den 13 Ereignissen in $I_{m\eta}$ 5 Ereignisse als Untergrund abgezogen

werden müssen. Der Rest wird der Reaktion (94) zugeordnet.



Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für Reaktion (94) nach Formel (32) muß nun noch die geometrische Akzeptanz für diese Ereignisse nach dem in Abschnitt 4.5 beschriebenen Verfahren berechnet werden. Unter der Annahme einer isotropen Zerfallswinkelverteilung, einer konstanten invarianten Masse von 550 MeV, konstanter Laborenergie von 11.1 GeV und eines differentiellen Wirkungsquerschnitts der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-at} \quad \text{mit}$$

$$a = 0.73 \quad \text{in } I_t(0.0 - 0.2) \quad \text{und}$$

$$a = 4.5 \quad \text{in } I_t(0.2 - 0.4)$$

ergibt sich die Akzeptanz A zu

$$A = 0.18 \quad \text{in } I_t(0.0 - 0.4)$$

Die Verteilungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind einem Experiment von Guisan et al. (Gui65) entnommen.

Nach der Subtraktion der Untergrundereignisse in $I_{m\eta}$ und nach einer Korrektur für $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Ereignisse, die auf Grund des Massenfehlers aus $I_{m\eta}$ herausfallen, findet man $N_{\text{Res}}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 8.4$. Mit Formel (32) ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt

$$(95) \quad \sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n) = (402 \pm 145) \times 10^{-6} \mu\text{b}$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \mu^+ \mu^-$$

bezogen auf das Intervall $I_t(0.0 - 0.4)$. Die in Formel (32) eingehenden Größen sind mit Ausnahme von $N_{\text{Res}}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ dieselben wie bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfall (Abschnitt 5.1.5).

5.2.3 Das Verzweigungsverhältnis des $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls

Die physikalisch interessante Größe ist die relative Häufigkeit des $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls, welche durch das Verzweigungsverhältnis (96) ausgedrückt wird.

$$(96) \quad B_{\eta(\gamma\gamma)} = \frac{\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

Das Verzweigungsverhältnis wird hier relativ zum Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (38% des gesamten η geht in diesen Kanal (Par69)) angegeben, da sich alle theoretischen Modelle darauf beziehen.

$B_{\eta(\gamma\gamma)}$ läßt sich aus dem Wirkungsquerschnitt (95) und dem Erzeugungswirkungsquerschnitt $\sigma(\pi^- p \rightarrow (\eta \rightarrow \gamma\gamma) n)$ berechnen. Letzterer kann aus einer Messung der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \gamma\gamma n$ in einem Funkenkammerexperiment bei Strahlenergien zwischen 3 GeV und 18 GeV von Guisan et al. (Gui65) für die Strahlenergie von 11.1 GeV interpoliert werden, wenn man eine p_{Lab}^{-n} -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts annimmt (p_{Lab} : Laborimpuls des Strahls). In Abbildung 28 ist der η -Wirkungsquerschnitt als Funktion des Strahlimpulses p_{Lab} auf doppellogarithmischem Papier aufgetragen. Daraus ergibt sich bei $p_{\text{Lab}} = 11.1 \text{ GeV}/c$:

$$(97) \quad \sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n) \underset{\rightarrow \gamma\gamma}{=} 6.72 \pm 0.80 \text{ } \mu\text{b}$$

Dieser Wert ist bereits auf das Intervall $I_t(0.0 - 0.4)$ gemäß der im selben Experiment gemessenen t -Verteilung korrigiert.

Aus (95) und (97) ergibt sich das Verzweigungsverhältnis:

$$(98) \quad B_{\eta(\gamma\gamma)} = (6.0 \pm 2.3) \times 10^{-5}$$

Die in (95) und (98) angegebenen Fehler setzen sich zusammen aus dem statistischen Fehler, aus dem Fehler in den Korrektur-

faktoren (Tabelle 3) und der Unsicherheit in der Untergrundsubtraktion.

Der obige Wert von $B_{\eta(\gamma\gamma)}$ ist verträglich mit einer oberen Grenze (99) für $B_{\eta(\gamma\gamma)}$, welche von Wehmann et al. (We68) angegeben wurde.

$$(99) \quad B_{\eta(\gamma\gamma)} \leq 5.3 \times 10^{-5} \quad \text{mit 90\% Konfidenz}$$

5.2.4 Vergleich mit der Theorie

Mit Hilfe einer Unitaritätsbeziehung für den Imaginärteil der Übergangsamplitude $T(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$

$$(100) \quad \text{Im } T(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{1}{2} (2\pi)^4 \sum_s T^*(s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot T(\eta \rightarrow s) \delta^4(p)$$

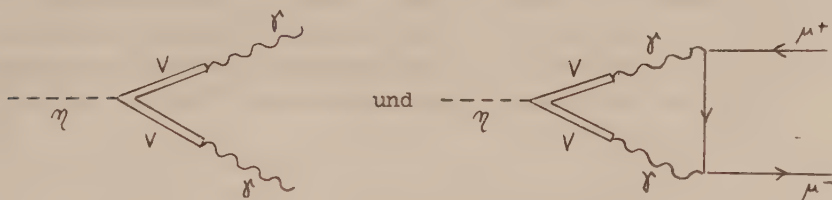
läßt sich ganz allgemein eine untere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls berechnen (Ca67, Qui68, Gef65, Se66, You67, Ja67). Die Summe auf der rechten Seite von (100) ist über alle möglichen physikalischen Zwischenzustände zu nehmen. Die beobachteten Zustände $s = 2\gamma$, $s = 3\pi$ und $s = 2\pi\gamma$ liefern Beiträge der Ordnung α , $\alpha^{3/2}$ und α^2 in der Unitaritätssumme, so daß man eine gute untere Grenze für $\text{Im } T(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ erhält, wenn man nur den (2γ) -Zwischenzustand berücksichtigt. Man findet

$$(101) \quad B_{\eta(\gamma\gamma)} \geq 2\alpha^2 \frac{m_\mu^2}{m_\eta^2} \left(1 - \frac{4m_\mu}{m_\eta}\right)^{-1/2} \left[\ln \frac{m_\eta + \sqrt{m_\eta^2 - 4m_\mu^2}}{2m_\mu} \right]^2 = 1.0$$

Der gemessene Wert $B_{\eta(\gamma\gamma)} = (6.0 \pm 2.3) \times 10^{-5}$ ist mit dieser unteren Grenze verträglich.

Um auch den Realteil der Amplitude $T(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ zu berechnen, müssen spezielle Annahmen über die Kopplung von 2 Photonen an das pseudoskalare η -Meson gemacht werden. Eine interessante Anwendung der V.M.D.-Hypothese auf den $(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ - und

den $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfall wurde von Quigg und Jackson (Qui68) angegeben. Es wird eine Kopplung des η -Mesons an zwei virtuelle Vektormesonen angenommen, gemäß den Diagrammen:



$$VV = \rho\rho, \omega\omega \text{ und } \varphi\varphi$$

Die Rechnung ergibt für das Verzweigungsverhältnis

$$(102) \quad B_{\eta(\rho\rho)} = \begin{cases} 1.13 \times 10^{-5} & \text{für } VV = \rho\rho \\ 1.17 \times 10^{-5} & \text{für } VV = \omega\omega \\ 1.29 \times 10^{-5} & \text{für } VV = \varphi\varphi \end{cases}$$

Mit der von SU3 gegebenen Form der (ηVV) -Kopplung $(\rho^0 \rho^0 + \omega\omega - 2\varphi\varphi)\eta$ und unter der Annahme, daß das Photon die Transformationseigenschaften $\gamma \sim \rho^0 + \frac{1}{3}\omega - \frac{\sqrt{2}}{3}\varphi$ eines U-Spin-Singulets eines SU3-Oktetts hat (hier ist der SU6-Mischungswinkel $\sin^2 \theta = 1/3$ angenommen), finden Quigg und Jackson

$$(103) \quad B_{\eta(\rho\rho)} = 1.08 \times 10^{-5}$$

Der gemessene Wert von $B_{\eta(\rho\rho)}$ weicht um mehr als zwei Standardabweichungen von dieser Vorhersage ab.

5.3 Eine obere Grenze für die Zerfallsrate $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Die Erzeugung von neutralen K-Mesonen in $(\pi^- p)$ -Stößen erlaubt eine Analyse von möglichen $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfällen durch den Vergleich der beiden Reaktionen (1a) und (2a).

$$(1a) \quad \pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- + (1 \text{ oder mehr Teilchen})$$

$$(2a) \quad \pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- + (1 \text{ oder mehr Teilchen})$$

Im folgenden wird mit Hilfe von Kriterien, die mögliche ($K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)- bzw. ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)-Zerfälle bevorzugt aus den Daten auswählen, eine obere Grenze für die ($K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfallsrate angegeben. Mögliche ($K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfälle sind gegenüber ($K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$) Zerfällen innerhalb der zur Verfügung stehenden Zerfallsstrecke zwischen dem H_2 -Target und der ersten Funkenkammer auf Grund der verschiedenen Lebensdauern um etwa den Faktor 1/200 unterdrückt.

5.3.1 K_S^0 -Auswahlkriterien

Die Analyse muß auf Ereignisse mit μ -Paar- bzw. π -Paar-Energien $E_{\mu\mu} (E_{\pi\pi}) \geq 10$ GeV beschränkt werden, da nur solche μ -Paare auf dem Präzisionsmeßtisch gemessen worden waren. Abbildung 29a zeigt das π -Paar-Massenspektrum aus Reaktion (2a) für alle Ereignisse mit $E_{\pi\pi} \geq 10$ GeV. Ein klares Signal von etwa 27 K_S^0 -Ereignissen über einem flachen Untergrund bei einer Masse $m_{K_S^0} = 497$ MeV ist zu beobachten. Die Halbwertsbreite dieser Spitze ist mit der Massenauflösung in diesem Experiment, $\Delta m_{\pi\pi} = \pm 3.5$ MeV (Hy68), verträglich.

Die Massenverteilung aller μ -Paare aus Reaktion (1a), die nach denselben Kriterien wie die obigen π -Paar-Ereignisse ausgewählt wurden, zeigt kein K_S^0 -Signal (Histogramm 29b). Aus dem Vergleich der μ -Paar- und π -Paar-Massenverteilungen läßt sich prinzipiell eine obere Grenze für die ($K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfallsrate angeben. Da jedoch das μ -Paar-Spektrum in diesem Fall im K_S^0 -Massenbereich sehr viele Untergrundereignisse aufweist, welche hauptsächlich von im Flug zerfallenden π -Paaren herrühren, ist diese Auswahl an Ereignissen nicht sehr empfindlich auf ($K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfälle.

Die Empfindlichkeit in diesem Experiment kann jedoch verbessert werden, wenn man von der Tatsache Gebrauch macht, daß der K_S^0 -Zerfallsort nicht mit der Trajektorie des einlaufenden Strahlteilchens zusammenfällt. Man beobachtet für die ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)

Ereignisse aus Abbildung 29a einen mittleren Transversalimpuls von etwa 300 MeV/c. Daraus berechnet sich bei einer mittleren Lebensdauer von $\tau_{K_S^0} = 0.86 \times 10^{-10}$ sec ein mittlerer orthogonaler Abstand d vom Zerfallsort des K_S^0 zur Strahltrajektorie von $d = 15$ mm für $E_{K_S^0} = 10$ GeV. Diese Tatsache wird im folgenden ausgenützt, um K_S^0 -Ereignisse gegenüber dem Untergrund bevorzugt auszuwählen.

Zur Bestimmung des Abstandes d wurde auf μ -Paare und π -Paare das gleiche Meßverfahren angewendet. In den Abbildungen 30b und 30a ist die Verteilung von d für alle π - bzw. μ -Paare aus den Histogrammen 29a bzw. 29b gezeigt.

Das Spektrum der invarianten Masse aller Ereignisse mit $d \geq 10$ mm ist in den Histogrammen 30c und 30d abgebildet. Während in der π -Paar-Massenverteilung im K_S^0 -Bereich eine scharfe Spitze auf einem flachen Untergrund beobachtet werden kann, ist die μ -Paar-Massenverteilung im selben Bereich völlig flach. Durch eine Normalisation der beiden Massenverteilungen 30c und 30d aufeinander läßt sich eine obere Grenze für die $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfallsrate angeben.

5.3.2 Bestimmung der oberen Grenze für die Zahl von K_S^0 -Zerfällen im μ -Paar-Spektrum

Es wird ein Massenintervall $I_{K_S^0}$ von ± 20 MeV zu beiden Seiten der K_S^0 -Masse in Histogramm 30c gewählt. $I_{K_S^0}$ sollte bei der apparativen Massenauflösung von $\Delta m_{\mu\mu} = \pm 20$ MeV etwa 70% aller möglichen $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfälle enthalten. Die Zahl der in $I_{K_S^0}$ beobachteten Ereignisse ist $n = 1$. Die Zahl der zu erwartenden Untergrundereignisse $\bar{b}$ in $I_{K_S^0}$ wird aus zwei 180 MeV breiten Testintervallen zu beiden Seiten von $I_{K_S^0}$ bestimmt. Dabei wird eine gleichförmige Verteilung des Untergrunds in diesen Testintervallen angenommen. Aus dem Histogramm 30c findet man $\bar{b} = 2$.

Die Zahl der beobachteten Signalereignisse s und der Unter-

grundereignisse b sind beide Zufallsvariable einer Poisson-
verteilung mit den Mittelwerten $\bar{s}$ und $\bar{b}$. Damit ist auch ihre
Summe $n = s + b$ eine Zufallsvariable einer Poissonverteilung
mit dem Mittelwert $\bar{n} = \bar{s} + \bar{b}$. Eine obere Grenze $\bar{s}_\alpha$ für den
Mittelwert $\bar{s}$ bei vorgegebener Konfidenzschranke α errechnet
sich, indem man eine Lösung der Gleichung (104) für $\bar{n}_\alpha$ sucht.

$$(104) \quad \sum_{k=0}^n \frac{\bar{n}_\alpha^k}{k!} e^{-\bar{n}_\alpha} = 1 - \alpha$$

$\bar{s}_\alpha$ ist dann gegeben durch (105):

$$(105) \quad \bar{s}_\alpha = \bar{n}_\alpha - \bar{b}$$

Aus der Zahl der beobachteten Ereignisse in $I_{K_S^0}$, $n = 1$, und
bei Vorgabe von $\alpha = 90\%$ ergibt sich aus (104) und (105) als
obere Grenze für die mittlere Anzahl $\bar{s}$ an K_S^0 -Zerfällen in
Histogramm 30c

$$(106) \quad \bar{s} \leq s_\alpha = 1.9 \quad \text{mit } 90\% \text{ Konfidenz.}$$

5.3.3 Normalisation auf die K_S^0 -Erzeugung

Die im vorhergehenden Abschnitt ermittelte obere Grenze für
die Zahl möglicher $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfälle im μ -Paar-Spektrum
und die Zahl der beobachteten $(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ -Zerfälle im π -Paar-
Spektrum erlaubt die Berechnung einer oberen Grenze $B_{K_S^0}^0$ für
das Verzweungsverhältnis (107) des $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls.

$$(107) \quad B_{K_S^0} = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(K_S^0)}$$

Aus Formel (32) ergibt sich:

$$(108) \quad B_{K_S^0} \leq B_{K_S^0}^0 = \frac{\bar{s}_\alpha \cdot n_{\pi^+ \pi^-}^{(\pi)} \cdot A^{(\pi)} \cdot f_{\text{kamera}}^{(\mu)} \cdot f^{(\mu)} \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \cdot f_{\text{kor}}}{N_{\pi^+ \pi^-} \cdot n_{\pi^+ \pi^-}^{(\mu)} \cdot A^{(\mu)} \cdot f_{\text{kamera}}^{(\pi)} \cdot f^{(\pi)} \Gamma_{\text{tot}}(K_S^0)}$$

Dies führt zu einer oberen Grenze

$$(109) \quad B_{K_S^0} \leq B_{K_S^0}^c = 6.4 \times 10^{-6} \quad \text{mit 90\% Konfidenz.}$$

$$\bar{s}_\alpha = 1.9$$

$$N_{\pi^+\pi^-} = 21$$

$$n_{\pi^+}^{(\mu)} = 1.60738 \times 10^8$$

$$n_{\pi^+}^{(\mu)} = 8.9251 \times 10^{10}$$

$$A^{(\pi)}/A^{(\mu)} = 1; \text{ die } \mu\text{-Paar- und die } \pi\text{-Paar-Akzeptanz ist gleich, da in Histogramm 30d nur Ereignisse akzeptiert wurden, welche innerhalb der kinematischen Grenzen der akzeptierten } \mu\text{-Paar-Ereignisse liegen.}$$

$$f_{\text{Kamera}}^{(\mu)} = 1.07$$

$$f_{\text{Kamera}}^{(\pi)} = 32.2$$

$$f^{(\mu)} = 2.39$$

$$f^{(\pi)} = 1.61$$

$$f_{\text{Kor}} = 1.17; \text{ dieser Korrekturfaktor berücksichtigt verschieden große Verluste von } \mu\text{-Paaren und von } \pi\text{-Paaren bei der oben beschriebenen } K_S^0\text{-Datenauswahl.}$$

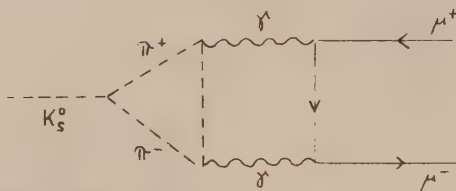
$$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma_{\text{tot}}(K_S^0)} = 0.684 \quad (\text{Par69})$$

Diese obere Grenze stellt eine Verbesserung um etwa eine Größenordnung dar verglichen mit dem gegenwärtigen Wert $B_{K_S^0}^c = 7.3 \times 10^{-5}$ (Par69).

5.3.4 Der $(K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfall in der Theorie der schwachen Wechselwirkungen

In allen durch schwache Wechselwirkungen vermittelten Zerfällen werden nur geladene leptonische Ströme beobachtet. Die mögliche Existenz neutraler leptonischer Ströme und die Möglichkeit, diese experimentell nachzuweisen, wurde von mehreren Autoren untersucht (Go66, Ra66, Ok68). Ein geeigneter Prozess dafür ist unter anderem der Zerfall des kurzlebigen neutralen Kaons in ein Leptonpaar. Das Verzweigungs-

verhältnis, welches man auf Grund eines schwachen, mit darauf-
folgendem elektromagnetischem Zerfall erwartet (siehe das
Feynman-Diagramm unten), sollte in dem Bereich $10^{-12} \leq B_{K_S^0} \leq 5 \times 10^{-10}$
liegen (Se69, Ma68, Ca60, Ba64).



Ein Verzweigungsverhältnis viel größer als $B \approx 5 \times 10^{-9}$ wäre
somit ein Hinweis auf die Existenz neutraler leptonischer
Ströme. Die in diesem Experiment gefundene obere Grenze für
 $B_{K_S^0}^0$ schränkt die in den oben erwähnten Theorien über schwache
leptonische Ströme vorkommenden Kopplungskonstanten weiter-
hin ein.

6. Zusammenfassung

Die Erzeugung von μ -Paaren in (π^-p) -Wechselwirkungen bei 11.1 GeV/c Strahlimpuls wurde in einem Funkenkammerexperiment untersucht. Der experimentelle Aufbau bestand im wesentlichen aus zwei magnetischen Spektrometern mit optischen Funkenkammern und aus einem System von Szintillationszählern, das zusammen mit einer schnellen Elektronik die Auswahl der gewünschten Ereignisse ermöglichte. Die auf Filmen registrierten Ereignisse wurden auf Durchmusterungstischen und Meßtischen ausgewertet. Die geometrische und kinematische Rekonstruktion der Ereignisse wurde mit Hilfe von Rechenmaschinenprogrammen durchgeführt.

Die Zerfälle $\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ wurden in der Verteilung der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse beobachtet. Die Auswahl von Ereignissen mit hohem Viererimpulsübertrag auf das $(\mu^+\mu^-)$ -System zeigte im Massenspektrum den $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfall. Ein schwaches Signal des Zerfalles $\varphi \rightarrow \mu^+\mu^-$ wurde beobachtet.

Die quantitative Analyse wurde auf die spezielle Reaktion $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-n$ beschränkt. Nach einer genauen Untersuchung möglicher Untergrundreaktionen wurden Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi^-p \rightarrow (\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)n$, $\pi^-p \rightarrow (\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)n$, $\pi^-p \rightarrow (\varphi \rightarrow \mu^+\mu^-)n$ und $\pi^-p \rightarrow (\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)n$ berechnet. Die Verzweigungsverhältnisse der μ -Paar-Zerfälle von ρ^0 , ω , φ und η ergaben sich durch Normalisation auf die Erzeugungswirkungsquerschnitte, welche zum Teil mit derselben Apparatur gemessen und zum Teil anderen Experimenten entnommen wurden.

Die hier gefundenen Verzweigungsverhältnisse der μ -Paar-Zerfälle der Vektormesonen ρ^0 , ω und φ sind in Tabelle 5 (Seite 61) zusammengestellt. Zum Vergleich sind in dieser Tabelle auch die Ergebnisse aus anderen Experimenten angegeben, welche die leptonischen Verzweigungsverhältnisse der Vektormesonen sowohl in (e^+e^-) - und $(\mu^+\mu^-)$ -Zerfällen als auch in (e^+e^-) -

Wechselwirkungen in Speicherringen messen.

Das Verzweigungsverhältnis des ($\varrho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfalls wurde in diesem Experiment durch eine direkte Normalisation der μ -Paar-Daten auf den starken Zerfall $\varrho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, welcher mit derselben Apparatur gemessen wurde, berechnet. Dies trifft nicht für die beiden anderen Messungen des μ -Paar-Verzweigungsverhältnisses zu (siehe Tabelle 5). In diesen beiden anderen Experimenten wurden die μ -Paar-Zerfälle von ϱ -Mesonen, welche an Kohlenstoff- bzw. Eisenkernen erzeugt wurden, beobachtet und die Verzweigungsverhältnisse mit Hilfe von in der Blasenkammer gemessenen ϱ^0 -Erzeugungswirkungsquerschnitten berechnet. Der in dieser Arbeit bestimmte Wert stimmt innerhalb 2 Standardabweichungen mit dem Mittelwert der übrigen ($e^+ e^-$)- und ($\mu^+ \mu^-$)-Verzweigungsverhältnisse, welche in Tabelle 5 angegeben sind, überein.

Der ($\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfall wurde in diesem Experiment zum erstenmal beobachtet. Das Verzweigungsverhältnis des ($\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Zerfalls wurde durch Normalisation auf in anderen Experimenten gemessene Erzeugungswirkungsquerschnitte des ω -Mesons berechnet und stimmt innerhalb der Fehler mit dem Mittelwert der Verzweigungsverhältnisse überein, welche in ($\omega \rightarrow e^+ e^-$)-Zerfällen und in ($e^+ e^-$)-Speicherringexperimenten gemessen wurden.

Das in Tabelle 5 angegebene ($\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-$)-Verzweigungsverhältnis aus diesem Experiment hat wegen der geringen Zahl der beobachteten Ereignisse einen sehr großen Fehler, stimmt jedoch mit den aus ($\varphi \rightarrow e^+ e^-$)-Zerfällen bzw. in einem Speicherringexperiment viel genauer bestimmten Verzweigungsverhältnissen innerhalb dieses Fehlers überein.

Der leptonische Zerfall des η -Mesons, $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$, wurde in diesem Experiment zum erstenmal beobachtet, und das ($\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$) Verzweigungsverhältnis wurde durch Normalisation auf den

Erzeugungswirkungsquerschnitt des η -Mesons, der aus einem anderen Funkenkammerexperiment genommen wurde, bestimmt (siehe Abschnitt 5.2).

Für das Verzweigungsverhältnis des $(K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfalls wurde eine obere Grenze angegeben, welche um eine Größenordnung unter der bisherigen oberen Grenze liegt (siehe Abschnitt 5.3).

Die Ergebnisse wurden mit Vorhersagen des Vektormesondominanz-Modells und der SU_3 -Symmetrie verglichen. Die gemessene ρ^0 -Photon-Kopplungskonstante ist in guter Übereinstimmung mit der Annahme einer universellen ρ^0 -Meson-Hadron-Kopplungskonstanten. Ein Vergleich der gemessenen ρ^0 -Photon- und ω -Photon-Kopplungskonstanten mit den aus dem Modell von Gell-Mann, Sharp und Wagner vorhergesagten Kopplungskonstanten ergibt keine besonders gute Übereinstimmung. Von allen SU_3 -Vorhersagen über das Verhältnis der Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten $g_\rho^2 : g_\omega^2 : g_\varphi^2$ sind diejenigen von Oakes und Sakurai und von Dar und Weisskopf noch am besten mit den Meßwerten verträglich. Die experimentellen Fehler sind jedoch zu groß, um in diesem Fall signifikant zwischen den einzelnen Modellen unterscheiden zu können. Die Vorhersage der Summenregel $\sum = \frac{1}{3} m_\rho^2 T(\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-) - m_\omega^2 T(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-) - m_\varphi^2 T(\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 0$ wird experimentell bestätigt. Der Wert des $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Verzweigungsverhältnisses steht mit der Signifikanz von zwei Standardabweichungen im Widerspruch zu einer Rechnung von Quigg und Jackson, welche die $(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Zerfallsrate mit Hilfe der V.M.D.-Hypothese (Kopplung des η -Mesons an zwei identische Vektormesonen) und SU_3 -Kopplungskoeffizienten vorhersagen.

Herrn Prof. Dr. K.Gottstein und Herrn Dr. U.Stierlin danke ich herzlich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit am Europäischen Kernforschungszentrum CERN und für ihr ständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Für die vielen Anregungen und die intensive Unterstützung bei den experimentellen Arbeiten und die eingehenden Diskussionen über die physikalischen Probleme im Zusammenhang mit dieser Arbeit möchte ich Herrn Dr. B.D.Hyams meinen besonderen Dank aussprechen.

Herrn Dr. W.Koch danke ich besonders für die vielen klärenden Diskussionen bei der Analyse des Experimentes und für sein stetes Interesse und die vielen Anregungen beim Schreiben dieser Arbeit.

Den übrigen Mitarbeitern in der Gruppe, Dr. L.v.Lindern, E.Lorenz, Dr. G.Lütjens und Dr. D.C.Potter, bin ich für die gute Zusammenarbeit während des Experimentes und bei der Datenauswertung zu großem Dank verpflichtet. Ganz besonders gilt mein Dank Frau E.Wolf und allen anderen Mitgliedern der Meßgruppe für ihre unermüdliche und gewissenhafte Arbeit bei der Durchmusterung und dem Messen der Filme und bei der Datenverarbeitung an den Rechenmaschinen. Frau Engler danke ich für ihre große Mühe beim Schreiben der Arbeit.

Dem Leiter der Nuclear Physics Division des CERN, Prof. P.Preiswerk, danke ich für die mir gewährte Gastfreundschaft am CERN.

Anhang A: Berechnung der partiellen Breiten $\Gamma(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ und $\Gamma(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-)$

Die partielle Breite des μ -Paar-Zerfalls von Vektormesonen wird aus dem folgenden Graphen berechnet:



Für die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit gilt

$$(A1) \quad d\Gamma(V \rightarrow \mu^+ \mu^-) = |\bar{m}_{fi}|^2 \frac{1}{2E_V} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_+ + p_- - p) \frac{m^2 d^3 p_+ d^3 p_-}{(2\pi)^3 E_+ E_-}$$

Die Anwendung der Feynman'schen Regeln ergibt die folgende invariante Amplitude:

$$(A2) \quad m_{fi} = \frac{e}{(p_+ + p_-)^2} \bar{u}(p_-, \beta_-) \gamma^\mu v(p_+, \beta_+) e_\mu(p, \lambda) \frac{e \cdot m_V^2}{g_V}$$

$\bar{u}(p_-, \beta_-)$: Spinor für ein negatives Myon mit Viererimpuls p_- und Spin β_-

$v(p_+, \beta_+)$: Spinor für ein positives Myon mit Viererimpuls p_+ und Spin β_+

$e_\mu(p, \lambda)$: Polarisationsvektor eines Vektormesons mit Viererimpuls p und Helizität λ

γ^μ : Dirac Matrizen

m, m_V : Masse des Myons, Vektormesons

Der Querstrich über der invarianten Amplitude m_{fi} bedeutet Summation über die Spinzustände der Myonen. Für den Vektormeson-Photon-Vertex wurde der in Formel (74) in Abschnitt 5.1.6.1 angegebene Ausdruck eingesetzt.

Im Schwerpunktsystem des Vektormesons gilt für die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit in das Raumwinkелеlement $d\Omega$:

$$(A3) \quad d\Gamma(V \rightarrow \mu^+ \mu^-) = |\bar{m}_{fi}|^2 \frac{1}{16\pi^2} \frac{m^2}{m_V} \left(1 - \frac{4m^2}{m_V^2}\right)^{1/2} d\Omega$$

Das Quadrieren und die Summation über die Spinzustände ergeben:

$$\begin{aligned}
 (A4) \quad |\overline{m}_{fi}|^2 &= \frac{e^4}{g_v^2} \sum_{\beta_+, \beta_-} (\bar{v}(p_+, \beta_+) \gamma^\mu u(p_-, \beta_-)) (\bar{v}(p_+, \beta_+) \gamma^\nu u(p_-, \beta_-)) \\
 &\quad \cdot e_\mu(p, \lambda) e_\nu^*(p, \lambda) \\
 &= \frac{e^4}{g_v^2} \text{Spur} \left(\gamma^\mu \frac{p_+ + m}{2m} \gamma^\nu \frac{p_- + m}{2m} \right) e_\mu(p, \lambda) e_\nu^*(p, \lambda) \\
 &= \frac{e^4}{g_v^2} \frac{1}{4m^2} \left[p_+^\rho p_-^\beta \text{Spur} (\gamma^\mu \gamma^\rho \gamma^\nu \gamma^\beta) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{m^2}{2} \text{Spur} (\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu) \right] e_\mu(p, \lambda) e_\nu^*(p, \lambda) \\
 &= \frac{e^4}{g_v^2} \frac{1}{m^2} (p_+^\mu p_-^\nu + p_-^\mu p_+^\nu - \frac{m_v^2}{2} g^{\mu\nu}) e_\mu(p, \lambda) e_\nu^*(p, \lambda)
 \end{aligned}$$

In den obigen Ausdrücken gilt die Konvention, daß über alle doppelten Indizes summiert wird.

Die spezielle Wahl eines Koordinatensystems, in dem der Polarisationsvektor des Vektormesons die Form

$$(A5) \quad e_\mu = (0, 0, 0, 1)$$

hat (Spin des Vektormesons in z-Richtung), ergibt:

$$(A6) \quad |\overline{m}_{fi}|^2 = \frac{1}{m^2} \frac{e^4}{g_v^2} (-2 p_z^2 + 2 \frac{m_v^2}{4})$$

Die Winkelverteilung der μ -Paare im Schwerpunktsystem des Vektormesons ist proportional $|\overline{m}_{fi}|^2$.

$$(A7) \quad W_{\mu\mu}(\cos \vartheta, \varphi) \sim |\overline{m}_{fi}|^2 = \frac{2e^4}{m^2 g_v^2} (E^2 - p^2 \cos^2 \vartheta) = \frac{e^4 m_v^2}{2m^2 g_v^2} (1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta)$$

β : Geschwindigkeit der Myonen im Schwerpunktsystem des Vektormesons

Somit gilt:

$$(A8) \quad W_{\mu\mu}(\cos \vartheta, \varphi) \sim (1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta)$$

Dieselbe Winkelverteilung findet man aus der Gleichung (46), wenn man $g_{00} = 1$ setzt und die übrigen $g_{\nu\nu} = 0$.

Die gesamte Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit wird berechnet, indem man (A6) in (A3) einsetzt und über $\cos \vartheta$ und φ integriert:

$$\begin{aligned}
 (A9) \quad \Gamma(V \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= \frac{e^4}{16\pi^2} \frac{1}{g_V^2} \frac{1}{m_V} 2 \cdot \beta \int_0^1 \int_{-1}^{2\pi+1} (E^2 - p^2 \cos^2 \vartheta) d\cos \vartheta d\varphi \\
 &= \frac{4\pi\alpha^2}{3} \frac{m_V}{g_V^2} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{m_V^2}\right) \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_V^2}\right)^{\frac{1}{2}} \\
 &= \frac{4\pi\alpha^2}{3} \frac{m_V}{g_V^2} + 0 \left(\left(\frac{m}{m_V}\right)^4\right)
 \end{aligned}$$

α : Feinstrukturkonstante

Das Feynman-Diagramm und die invariante Amplitude für den ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)-Zerfall haben folgende Form:



$$(A10) \quad \mathcal{M}_{fi} = (p_+^\mu - p_-^\mu) e_\mu(p, \lambda) \cdot g_{S\pi\pi}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, gerechnet im Schwerpunktsystem des ρ -Mesons, ist

$$(A11) \quad d\Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{4m_\rho} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^{\frac{1}{2}} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2 d\Omega$$

Mit der gleichen Wahl des Koordinatensystems wie oben ($e_\mu = (0, 0, 0, 1)$) erhält man:

$$\begin{aligned}
 (A12) \quad |\overline{m}_{fi}|^2 &= g_{\rho\pi\pi}^2 (p_+^\mu - p_-^\mu)(p_+^\nu - p_-^\nu) e_\mu(p, \lambda) e_\nu^*(p, \lambda) \\
 &= g_{\rho\pi\pi}^2 4 p_z^2 = g_{\rho\pi\pi}^2 4 p^2 \cos^2 \vartheta
 \end{aligned}$$

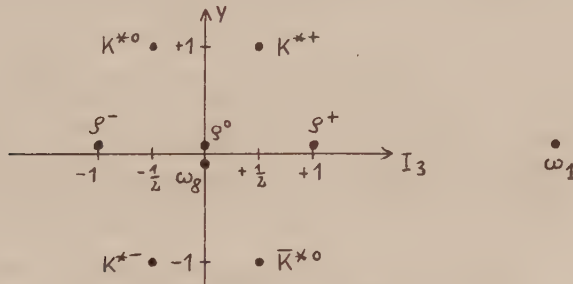
Aus (A12) ersieht man, daß die Zerfallswinkelverteilung beim Zerfall $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ proportional $\cos^2 \vartheta$ ist. Dasselbe folgt auch aus der allgemeinen Winkelverteilung in Gleichung (45), wenn man $g_{\rho 00} = 1$ und die übrigen $g_{\rho \nu \nu} = 0$ setzt.

Die gesamte Übergangswahrscheinlichkeit folgt aus (A11) und (A12) nach der Integration über $\cos \vartheta$ und φ :

$$\begin{aligned}
 (A13) \quad \Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{16 \pi^2} \frac{1}{4 m_\rho} \left(1 - \frac{4 m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^{1/2} \cdot 4 p^2 \int_{-1}^{+1} \cos^2 \vartheta d \cos \vartheta \\
 &= \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4 \pi} \frac{m_\rho}{12} \left(1 - \frac{4 m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^{3/2}
 \end{aligned}$$

Anhang B: Oktett-Klassifizierung der Vektormesonen in der SU₃-Symmetrie

Die neun bekannten Vektormesonen ρ^+ , ρ^- , ρ^0 (Isospintriplett), K^{*+} , K^{*0} (Isospindublett), K^{*-} , $\bar{K}^{*0}$ (Isospindublett), ω und φ (Isospinsingulets) erlauben eine Einordnung in die reguläre Darstellung (Oktett) und die Darstellung der Dimension 1 (Singulett) der SU₃ Gruppe (Ge2 62, Li67). Diese Klassifizierung läßt sich in einem Diagramm darstellen, dessen Achsen die 3. Komponente des Isospins I_3 und die Hyperladung Y sind.



Das Versagen der quadratischen Gell-Mann-Okubo-Massenformel im Fall des Vektormeson-Oktetts führte Sakurai (Sa63) zu der Annahme, daß die physikalischen Teilchen ω und φ Mischungen des reinen Oktett-Zustandes ω_8 und des reinen Singulett-Zustandes ω_1 sind. Eine Mischung eines Singulett-Zustandes mit einem Oktett-Zustand ist prinzipiell möglich unter der Annahme, daß ein Teil des Hamiltonoperators der starken Wechselwirkungen nicht invariant ist bezüglich der SU₃-Gruppe. Das bedeutet, daß die Massenmatrix m^2 der Zustände $|\omega_8\rangle$ und $|\omega_1\rangle$ nicht diagonal ist. Die Massen der physikalischen Zustände ω und φ sind die Elemente einer diagonalen Massenmatrix m'^2 , welche man durch eine unitäre Transformation U aus m^2 berechnet.

$$(B1) \quad m^2 = \begin{pmatrix} m_{\omega_8}^2 & m_{\omega_8 \omega_1}^2 \\ m_{\omega_8 \omega_1}^2 & m_{\omega_1}^2 \end{pmatrix}$$

$$(B2) \quad m^2 = U m^2 U^{-1} = \begin{pmatrix} m_\varphi^2 & 0 \\ 0 & m_\omega^2 \end{pmatrix}$$

$$(B3) \quad \begin{pmatrix} |\varphi\rangle \\ |\omega\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\omega_8\rangle \\ |\omega_1\rangle \end{pmatrix}$$

$$(B4) \quad U = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix}$$

Θ ist der sogenannte $\omega - \varphi$ Mischungswinkel.

Nimmt man nun die Gell-Mann-Okubo-Massenformel (B5) als zusätzliche Bedingung mit hinzu, dann läßt sich Θ folgendermaßen berechnen:

$$(B5) \quad m_{\omega_8}^2 = \frac{1}{3} (4 m_{K^*}^2 - m_9^2) \quad (\text{GMO-Massenformel})$$

$$(B6) \quad \text{Det } m^2 = \text{Det } m'^2$$

$$(B7) \quad \text{Spur } m^2 = \text{Spur } m'^2$$

Bei bekanntem m_ω^2 und m_φ^2 kann mit Hilfe der Beziehungen (B5) - (B7) der Winkel Θ berechnet werden. Man findet

$$(B8) \quad \begin{aligned} \sin^2 \Theta &\approx \frac{1}{3} \\ \cos^2 \Theta &\approx \frac{2}{3} \end{aligned}$$

Das heißt, daß das ω -Meson zu etwa 35% ein SU3-Oktett-Zustand ist und zu etwa 65% ein SU3-Singulett-Zustand.

Da die Gell-Mann-Nishijima-Formel

$$(B9) \quad Q = I_3 + \frac{Y}{2} = F_3 + \frac{F_8}{\sqrt{3}}$$

sich für alle bekannten Hadronen als gültig erwiesen hat, ordnet man die elektrische Ladung Q dem SU_3 -Oktett zu. F_1 in (B9) sind Erzeugungsoperatoren der SU_3 -Gruppe in der Oktett-Darstellung (Ge2 62). Der hadronische elektromagnetische Strom J_μ transformiert sich daher auf Grund der Beziehung

$$(B10) \quad Q = \int J_4(x) d^3x$$

wie ein U-Spin=0 Mitglied eines SU_3 -Oktetts, wenn man nicht annimmt, daß jeder Teil von J_4 , welcher in einer anderen SU_3 -Darstellung als dem Oktett liegt, ein verschwindendes Raumintegral hat (Ha67). Auf Grund dieser Eigenschaft des Stromes J_μ läßt sich eine Aussage über die Vektormeson-Photon-Kopplungskonstanten g_ρ , g_ω und g_φ gewinnen.

Das Photon hat nach den obigen Überlegungen die Transformationseigenschaften eines U-Spin-Singulett innerhalb des Oktetts:

$$(B11) \quad |\gamma\rangle \sim |\sqrt{3}\varphi^0 - \omega_8\rangle$$

Mit (B3) und dem Mischungswinkel (B8) folgt daraus:

$$\begin{aligned} (B12) \quad |\gamma\rangle &\sim \frac{\sqrt{3}}{2} |\varphi^0\rangle + \frac{1}{2} \sin \theta |\omega\rangle - \frac{1}{2} \cos \theta |\varphi\rangle \\ &= \frac{\sqrt{3}}{2} |\varphi^0\rangle + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{1}}{\sqrt{3}} |\omega\rangle - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{3}} |\varphi\rangle \end{aligned}$$

Aus (B12) ergibt sich die relative Stärke der Kopplung des Photons an die drei Vektormesonen φ^0 , ω und φ zu

$$(B13) \quad g_\varphi^{-2} : g_\omega^{-2} : g_\varphi^{-2} = 9 : 1 : 2$$

Es sei noch erwähnt, daß sich in einer Klassifizierung der Vektormesonen in einer 36-dimensionalen Darstellung der SU6-Gruppe der Wert des Mischungswinkels $\sin^2 \Theta = 1/3$ exakt ergibt.

Literaturverzeichnis

- (ABB65) Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.)-München Collaboration, Phys.Rev. 138, B897 (1965)
- (ABC65) Aachen-Berlin-Cern Collaboration, Phys. Letters 19, 608 (1965)
- (As67) J.G.Asbury, W.K.Bertram, U.Becker, P.Joos, M.Rohde, A.J.S.Smith, C.L.Jordan and S.C.C.Ting, Phys.Rev.Letters 19, 869 (1967)
- (Au1 69) J.E.Augustin, J.C.Bizot, J.Buon, J.Haissinski, D.Lalanne, P.Marin, H.Nguyen-Ngoc, J.Perez-y-Jorba, F.Rumpf, E.Silva and S.Tavernier, Phys.Letters 28B, 508 (1969)
- (Au2 69) J.E.Augustin, D.Benaksas, J.Buon, V.Gracco, J.Haissinski, D.Lalanne, F.Laplanche, J.Lefrançois, P.Lehmann, P.Marin, F.Rumpf and E.Silva, Phys.Letters 28B, 513 (1969)
- (Au3 69) J.E.Augustin, J.C.Bizot, J.Buon, B.Delcourt, J.Haissinski, J.Jeanjean, D.Lalanne, P.Marin, N.Nguyen-Ngoc, J.Perez-y-Jorba, F.Richard, F.Rumpf and D.Trelle, Phys.Letters 28B, 517 (1969)
- (Aus68) V.L.Auslander, G.I.Budker, E.V. Pakhtusova, Y.N.Pestov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinskiĭ and A.G.Khabakhpashev, SLAC TRANS 87 (1968)
- (Ba64) V.Barger, Nuovo Cimento 32, 127 (1964)
- (Be68) U.Becker, W.K.Bertram, M.Binkley, C.L.Jordan, T.M.Knasel, R.Marshall, P.J.Quinn, M.Rohde, A.J.S.Smith and S.C.C.Ting, Phys.Rev.Letters 21, 1504 (1968)
- (Bo1 68) D.Bollini, A.Bühler-Broglin, P.Dalpiaz, T.Massam, F.Navach, F.L.Navarria, M.A.Schneegans and A.Zichichi, Nuovo Cimento 57A, 404 (1968)
- (Bo2 68) D.Bollini, A.Bühler-Broglin, P.Dalpiaz, T.Massam, F.Navach, F.L.Navarria, M.A.Schneegans and A.Zichichi, Nuovo Cimento 56A, 1173 (1968)
- (Ca60) N.Cabibbo and E.Ferrari, Nuovo Cimento 18, 928 (1960)
- (Ca67) C.G.Callan, Jr. and S.B.Treiman, Phys.Rev.Letters 18, 1083 (1967)

- (Cer66) MAGFIT, Cern 6600 Computer Program Library (1966)
- (Cer67) VTXFTZ, Cern 6600 Computer Program Library (1967)
- (Co65) H.O.Cohn, W.M.Bugg and G.T.Condo, Phys.Letters 15, 344 (1965)
- (Da67) T.Das, V.Mathur and S.Okubo, Phys.Rev.Letters 19, 470 (1967)
- (Dar68) A.Dar and V.Weisskopf, Phys.Letters 26B, 670 (1968)
- (Fra59) W.R.Frazer and J.Fulco, Phys.Rev.Letters 2, 365 (1959)
- (Gef65) D.A.Geffen and B.L.Young, Phys.Rev.Letters 15, 316 (1965)
- (Ge61) M.Gell-Mann and F.Zachariasen, Phys.Rev. 124, 953 (1961)
- (Ge1 62) M.Gell-Mann, D.Sharp and W.Wagner, Phys.Rev. Letters 8, 261 (1962)
- (Ge2 62) M.Gell-Mann, Phys.Rev. 125, 1067 (1962)
- (Go64) K.Gottfried and J.D.Jackson, Nuovo Cimento 33, 309 (1964)
- (Go66) M.L.Good, L.Michel and E.de Rafael, Phys.Rev. 151, 1194 (1966)
- (Gou68) G.J.Gounaris and J.J.Sakurai, Phys.Rev.Letters 21, 244 (1968)
- (Gui65) O.Guisan, J.Kirz, P.Sonderegger, A.V.Stirling, P.Borgeaud, C.Bruneton, F.Falk-Vairant, B.Amblard, C.Caversasio, J.P.Guillaud and M.Yvert, Phys.Letters 18, 200 (1965)
- (Ha67) H.Harari, Symposion On The Present Status of SU₃ For Particle Couplings And Reactions, p. 56, Cern Preprint 8412a (1967)
- (Hou60) P.V.C.Hough and B.W.Powell, Nuovo Cimento 18, 1184 (1960)
- (Hy67) B.D.Hyams, W.Koch, D.Pellett, D.C.Potter, L.v.Lindern, E.Lorenz, G.Lütjens, U.Stierlin and P.Weilhammer, Phys.Letters 24B, 634 (1967)
- (Hy68) B.D.Hyams, W.Koch, D.C.Potter, J.D.Wilson, L.v.Lindern, E.Lorenz, G.Lütjens, U.Stierlin and P.Weilhammer, Nuclear Physics B7, 1 (1968)

- (Hy1 69) B.D.Hyams, W.Koch, D.C.Potter, L.v.Lindern, E.Lorenz, G.Lütjens, U.Stierlin and P.Weilhammer, Phys.Letters 29B, 128 (1969)
- (Hy2 69) B.D.Hyams, W.Koch, D.C.Potter, L.v.Lindern, E.Lorenz, G.Lütjens, U.Stierlin and P.Weilhammer, Phys.Letters 29B, 521 (1969)
- (Ja67) C.Jarlskog and H.Pilkuhn, Nuclear Physics B1, 264 (1967)
- (Jo69) P.M.Joseph, Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca, New York, Preprint CLNS-52 (1969)
- (Ko68) W.Koch, Analysis of Scattering and Decay, p. 295 (Herausgeber M.Nikolić), Gordon and Breach (1968)
- (Kro67) N.M.Kroll, T.D.Lee and B.Zumino, Phys.Rev. 157, 1376 (1967)
- (Li67) H.J.Lipkin, Anwendung von Lie'schen Gruppen in der Physik, Hochschultaschenbuch 163/163a, S.124 ff. (1967)
- (Lo69) E.Lorenz, Dissertation, Universität München (nicht veröffentlicht) (1969)
- (Ma68) B.R.Martin and E. de Rafael, Nuclear Physics B8, 131 (1968)
- (Mo66) D.R.O.Morrison, Cern /TC/ Physics 66-20 (1966)
- (Na57) Y.Nambu, Phys.Rev. 106, 1366 (1957)
- (Na62) Y.Nambu and J.J.Sakurai, Phys.Rev.Letters 8, 79 (1962)
- (Oak66) R.J.Oakes, Nuovo Cimento 44, 440 (1966)
- (Oak67) R.J.Oakes and J.J.Sakurai, Phys.Rev.Letters 19, 1266 (1967)
- (Ok68) S.Okubo, University of Rochester, Report UR 875-231 (1968)
- (OMB69) Orsay-Milan-Berkeley Collaboration, Contribution to the Lund Conference (Abstract N° 149) (1969)
- (Pa66) J.K.de Pagter, J.I.Friedman, G.Glass, R.C.Chase, M.Gettner, E. von Goeler, R.Weinstein and A.M.Boyarski, Phys.Rev.Letters 16, 35 (1966)

- (Par69) Particle Data Group, UCRL-8030 Pt. 1. Jan. 1969, Rev
- (Qui68) C.Quigg and J.D.Jackson, Preprint, UCRL 18487 (1968)
- (Ra66) E. de Rafael, Brookhaven National Laboratory, BNL Report 10879 (1966)
- (Sa60) J.J.Sakurai, Annals of Physics 11, 1 (1960)
- (Sa63) J.J.Sakurai, Phys.Rev. 132, 434 (1963)
- (Sa67) J.J.Sakurai, Phys.Rev.Letters 19, 803 (1967)
- (Se66) L.M.Sehgal, Nuovo Cimento 45, 785 (1966)
- (Se69) L.M.Sehgal, Cern Preprint 10092 (1969)
- (Shi66) E.Shibata and M.Wahlig, Phys.Letters 22, 354 (1966)
- (Smi69) G.A.Smith and R.J.Manning, Cern Preprint 10499a (1969)
- (Su68) H.Sugawara, Phys.Rev.Letters 21, 772 (1968)
- (Vau68) M.T.Vaughn and K.C.Wali, Phys.Rev.Letters 21, 938 (1968)
- (We68) A.Wehrmann, E.Engels Jr., C.M.Hoffmann, P.G.Innocent R.Wilson, W.A.Blanpied, D.J.Drickey, L.N.Hand and D.G.Stairs, Phys.Rev.Letters 20, 748 (1968)
- (We69) A.Wehrmann, E.Engels Jr., C.M.Hoffmann, P.G. Innocent R.Wilson, W.A.Blanpied, D.J.Drickey, L.N.Hand and D.G.Stairs, Phys.Rev. 178, 2095 (1969)
- (Wei67) S.Weinberg, Phys.Rev.Letters 18, 507 (1967)
- (You67) B.L.Young, Phys.Rev. 161, 1620 (1967)

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Schematische Darstellung des π^- -Mesonstrahls d22/d22a und des experimentellen Aufbaus in der Experimentierhalle am Proton-Synchrotron
-
- Abb. 2 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus (Aufriss). Es bedeuten:
S1 - S8 : Funkenkammern
A,B,C,C4,D,E1-E12,H1-H4,A1,A2 : Szintillationszähler
F1,F2 : Eisen- bzw. Bleifilter
- Abb. 3 Seitenriss des experimentellen Aufbaus einschließlich des Spiegelsystems. Es bedeuten:
nSm : Spiegel No. m zur Abbildung der Seitenansicht von Kammer No. n
nTm : Spiegel No. m zur Abbildung der Aufsicht der Kammer No. n
- Abb. 4 Aufriss des experimentellen Aufbaus einschließlich des Spiegelsystems. Die Bezeichnungen sind analog zu Abb. 3.
- Abb. 5 Profil des π^- -Mesonstrahls am Wasserstofftarget in horizontaler und vertikaler Richtung
- Abb. 6 Schematische Darstellung des Wasserstofftargets und des Targetbetriebssystems
- Abb. 7 Verlauf der Komponenten des Magnetfeldes des Spektrometermagneten entlang einer Geraden
 $x = -19.5 \text{ cm}$, $y = 15 \text{ cm}$
- Abb. 8 Typisches Funkenkammerbild. In der rechten oberen Bildhälfte die acht Funkenkammeransichten mit dem Strahlteilchen. In der Mitte und der rechten unteren Bildhälfte die acht Funkenkammeransichten mit dem $(\mu^+\mu^-)$ -Paar. Auf der linken Bildseite Referenzmarken und Kodierungen der Datenanzeigetafel.

- Abb. 9 Blockschaltbild der schnellen Elektronik
- Abb. 10 Ebenes Raumkoordinatensystem in den Lichtmarkenebenen der einzelnen Funkenkammeransichten
- Abb. 11 Prinzip der Rekonstruktion der räumlichen Koordinaten (x, y) eines Funkens in einer Funkenkammer aus den Koordinaten x_0 und x_1 in den Lichtmarkenreferenzebenen. (Siehe Abb. 10)
- Abb. 12 Verteilung der invarianten Masse der μ -Paare
a) für Ereignisse mit einer μ -Paar-Energie im Bereich $6.0 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12.0 \text{ GeV}$ (Vormessung am ungenauen Meßtisch)
b) für Ereignisse mit einer μ -Paar-Energie im Bereich $10.3 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12.0 \text{ GeV}$ (genaue Messung am Präzisionsmeßtisch)
c) für Ereignisse mit einer μ -Paar-Energie im Bereich $10.7 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12.0 \text{ GeV}$ (genaue Messung am Präzisionsmeßtisch)
- Abb. 13 Verteilung der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse für μ -Paare aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^- \dots \rightarrow \mu^+\nu\mu^-\bar{\nu} \dots$, bestimmt mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung. Die Ereignisse genügen den folgenden Bedingungen: $10.0 \text{ GeV} < E_{\pi\pi} < 11.1 \text{ GeV}$ und $10.7 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 11.1 \text{ GeV}$. Es wurde auf die Zahl der Strahlteilchen normalisiert, welche die μ -Paar-Ereignisse in Abb. 12c erzeugen.
- Abb. 14 Verteilung der invarianten $(\pi^+\pi^-)$ -Masse aus $(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ -Zerfällen zur experimentellen Bestimmung des Fehlers in der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse
- Abb. 15 Verteilung der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse für Ereignisse mit $10.7 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12 \text{ GeV}$ und $0 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 16 Verteilung der fehlenden Masse X aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-X$
a) für Ereignisse mit $10 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12 \text{ GeV}$
b) für Ereignisse mit $10 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12 \text{ GeV}$, mit nur zwei Spuren vom $(\mu^+\mu^-)$ -Vertex und keinem Signal von den Target-Antikoinzidenzzählern E1 - E12
c) für Ereignisse mit denselben Bedingungen wie unter b) und zusätzlich $10.7 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12.0 \text{ GeV}$ und $0.0 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$

- Abb. 17 Verteilung der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-n$
- Abb. 18 Verteilung der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-n$ mit
a) $0.1 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$
b) $0.0 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 19 $(\omega \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Zerfälle. Die gestrichelte Kurve zeigt den Untergrundanteil an $(\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ -Ereignissen.
- Abb. 20 Geometrische Akzeptanz der Apparatur als Funktion der Zerfallswinkel Θ und ϕ eines Myons. Θ und ϕ sind im Gottfried-Jackson-System gegeben. Die Akzeptanzen wurden in einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt.
- Abb. 21 Inverse geometrische Akzeptanz für μ -Paare aus dem Zerfall $\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ als Funktion der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse. In die Monte-Carlo-Rechnung wurden die Dichtematrixelemente für das ρ^0 -Meson eingesetzt, welche aus der Analyse des Zerfalls $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ bestimmt worden waren. Die beiden Kurven sind unter der Annahme einer s-Wellenintensität $\rho_{ss} = 0$, bzw. $\rho_{ss} = 0.15$ berechnet.
- Abb. 22 Mit der Akzeptanz gewichtete Verteilung der invarianten $(\mu^+\mu^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-n$ mit $0 \text{ (GeV/c)}^2 < |t| < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$. Die eingezeichnete Kurve ist eine angepaßte ρ^0 -Breit-Wigner-Kurve mit $T_\rho = 127 \text{ MeV}$ und $m_\rho = 773 \text{ MeV}$.
- Abb. 23 Mit der Akzeptanz gewichtete Verteilung der invarianten $(\pi^+\pi^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$ (Hy68)
- Abb. 24 Verteilung der invarianten $(\pi^0\gamma)$ -Masse aus einem Experiment von Shibata und Wahlig (Shi66). Die gestrichelte Linie ist das $(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ -Signal, die durchgehende Kurve ist die berechnete Verteilung des Untergrunds aus $(\pi^0\pi^0)$ -Ereignissen, bei welchen nur drei Photonen nachgewiesen wurden.

- Abb. 25 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\pi^- p \rightarrow \rho^0 n)$ als Funktion des Laborimpulses des einlaufenden π^- -Mesons (Hy68) in doppellogarithmischem Maßstab
- Abb. 26 Verteilung der $(\mu^+ \mu^-)$ -Masse von Dalitz- μ -Paaren aus dem Zerfall $\eta \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$. Aufgetragen ist der Bruchteil der μ -Paare mit einer Quadratmasse größer $(m_{\mu\mu})^2$ als Funktion des Quadrats der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ (nach Quigg und Jackson (Qui68)).
- Abb. 27 Verteilung der invarianten $(\mu^+ \mu^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$ mit $0.0 (\text{GeV}/c)^2 < |t| < 0.4 (\text{GeV}/c)^2$. Die durchgehende Linie ist eine im Massenintervall $600 \text{ MeV} < m_{\mu\mu} < 900 \text{ MeV}$ angepaßte ρ^0 -Breit-Wigner-Kurve. Die gestrichelte Kurve ist die Extrapolation der ρ^0 -Breit-Wigner-Kurve zur Abschätzung des $(\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ -Untergrunds im Bereich des η -Mesons.
- Abb. 28 Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\pi^- p \rightarrow (\eta \rightarrow \gamma \gamma) n)$ als Funktion des Laborimpulses des einlaufenden π^- -Mesons, aufgetragen in doppellogarithmischem Maßstab. Die Datenpunkte sind einem Experiment von Guisan et al. entnommen (Gui65).
- Abb. 29
- Verteilung der invarianten $(\pi^+ \pi^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- + (1 \text{ oder mehr Teilchen})$ und mit $10.0 \text{ GeV} < E_{\pi\pi} < 12.0 \text{ GeV}$. In diesem Histogramm sind nur solche Ereignisse enthalten, die auch im μ -Paar-Experiment akzeptiert worden wären.
 - Verteilung der invarianten $(\mu^+ \mu^-)$ -Masse für Ereignisse aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- + (1 \text{ oder mehr Teilchen})$ und mit $10.0 \text{ GeV} < E_{\mu\mu} < 12.0 \text{ GeV}$.
- Abb. 30 Verteilung des Abstands zwischen Vertex und Strahlteilchentrajektorie für
- μ -Paare aus Abbildung 29b.
 - π -Paare aus Abbildung 29a
- Verteilung der invarianten Masse für Ereignisse mit einem Abstand zwischen Vertex und Strahlteilchentrajektorie größer 10 mm für
- μ -Paare
 - π -Paare

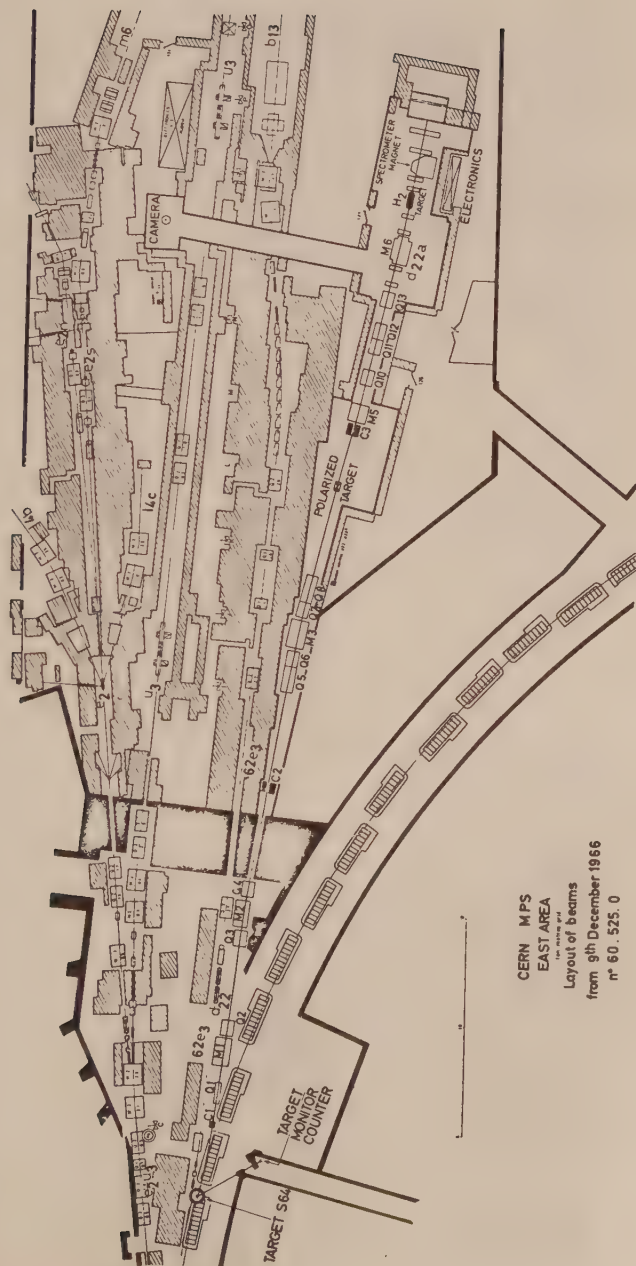
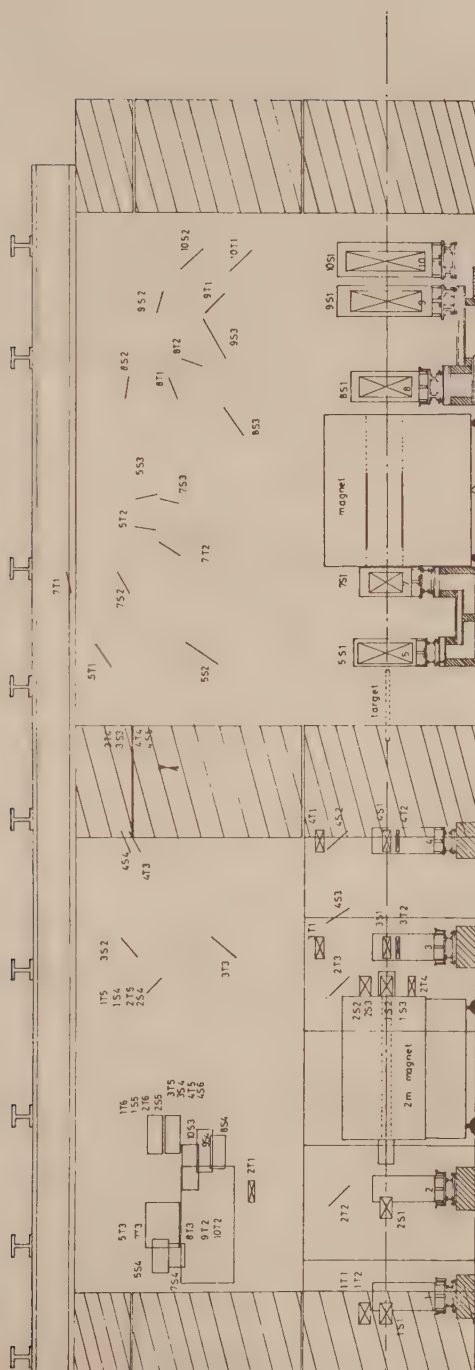


Abb. 1



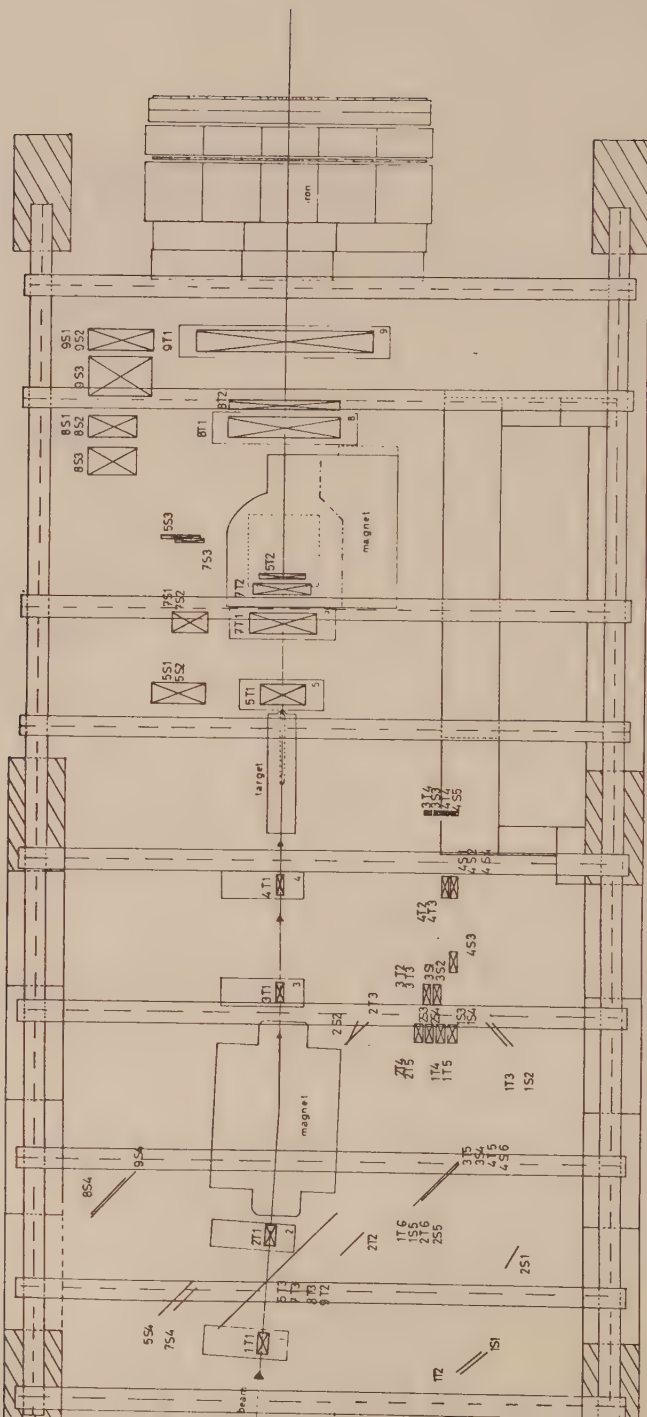


Abb. 4

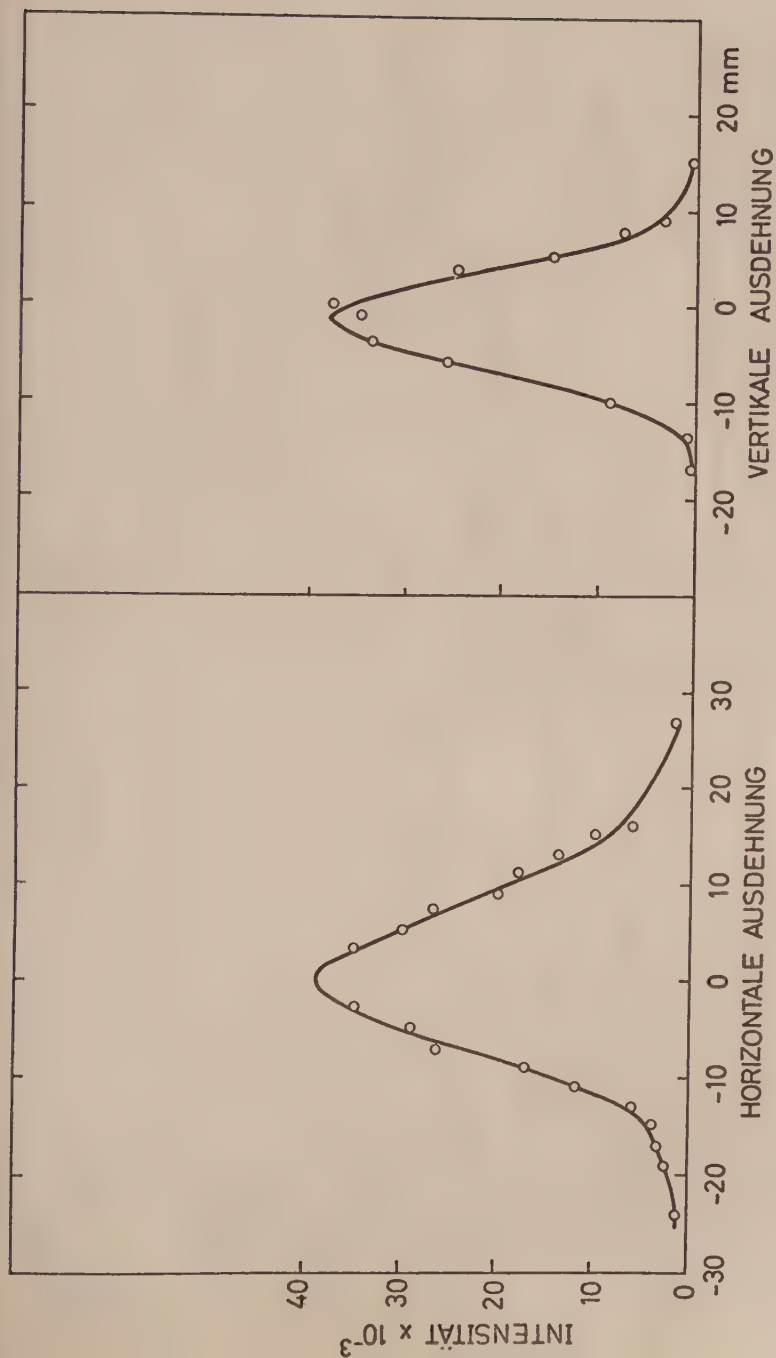
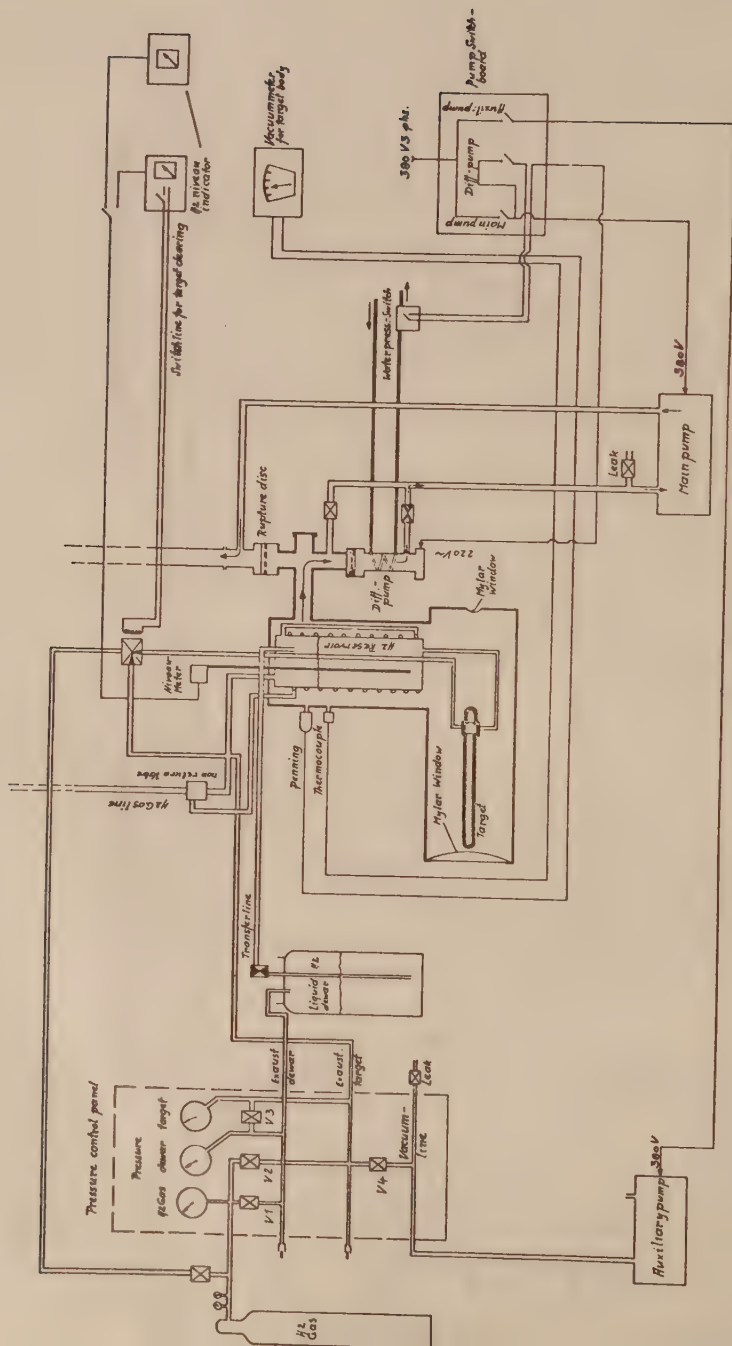


Abb. 5 •



red = liquid hydrogen
 red = hydrogen gas
 green = water
 blue = vacuum

⊗ Valve, normally open
 ⊗ Valve, normally closed
 — Gas lines
 --- Water lines

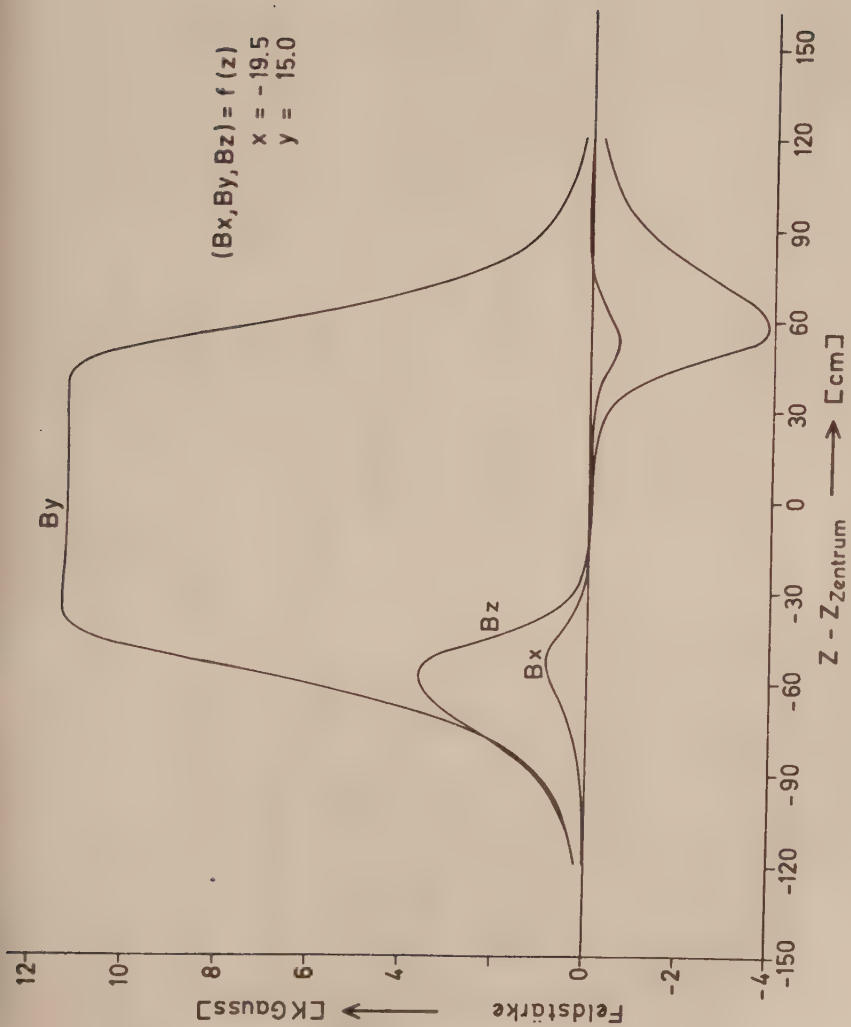


Abb.7

• - x - x - x - x -

- x - x - x - x -

- x - x - x - x -

- x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x - x - x - x -

x

x

1910

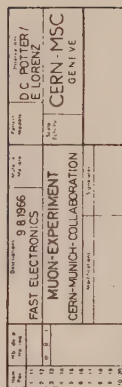
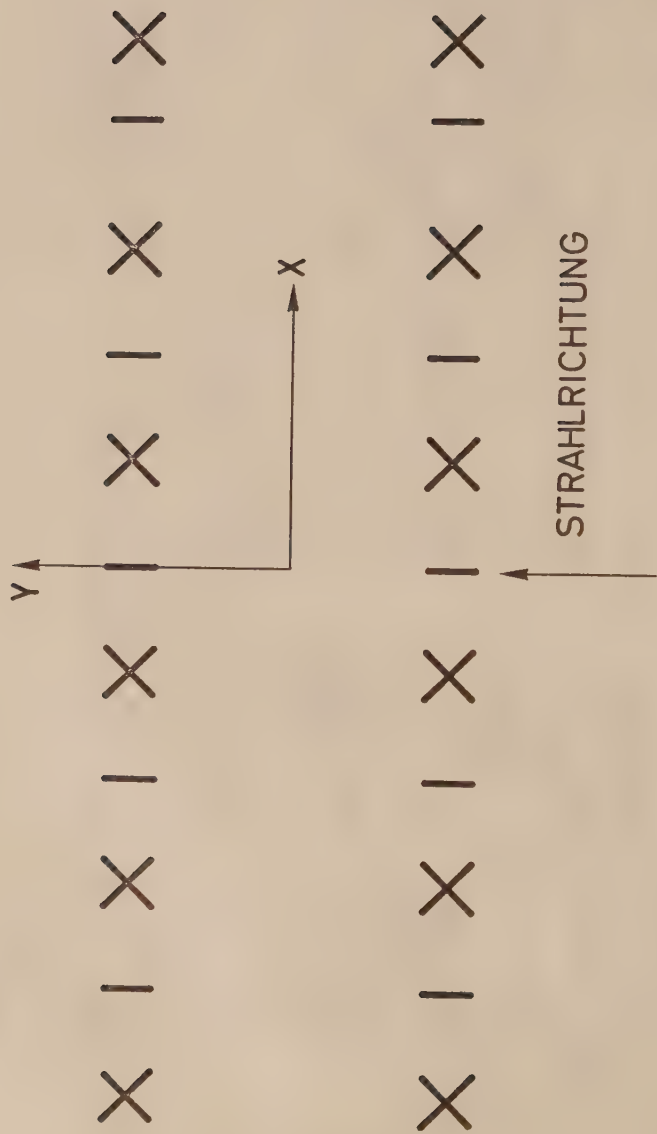


Abb. 9



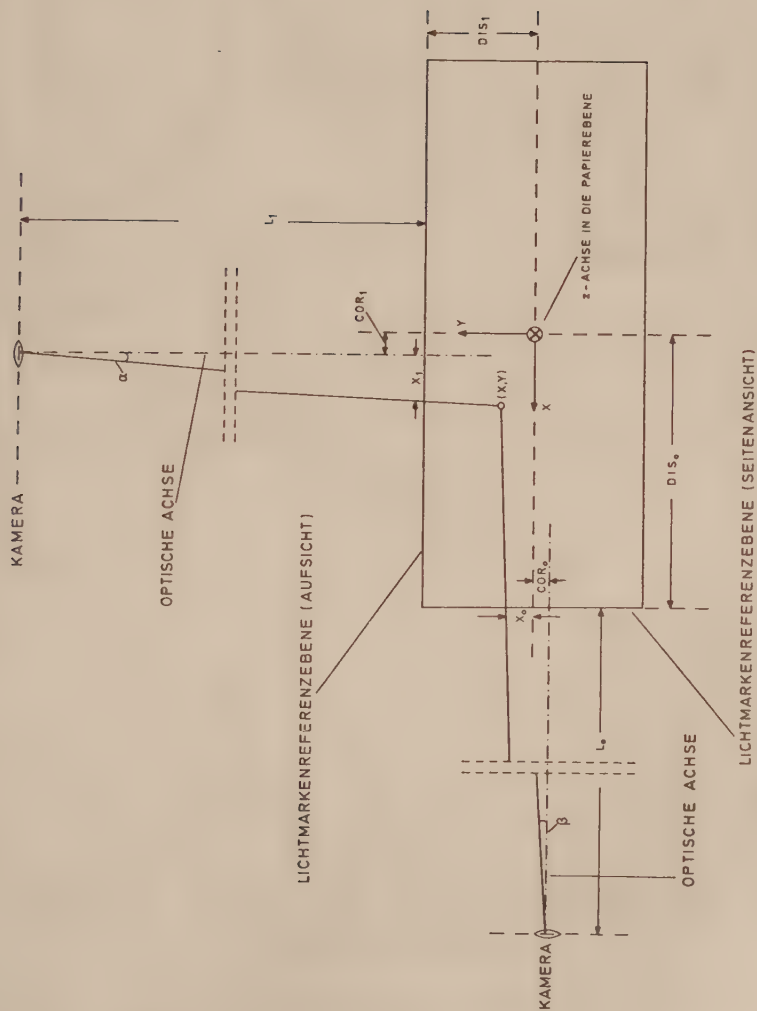


Abb. 11

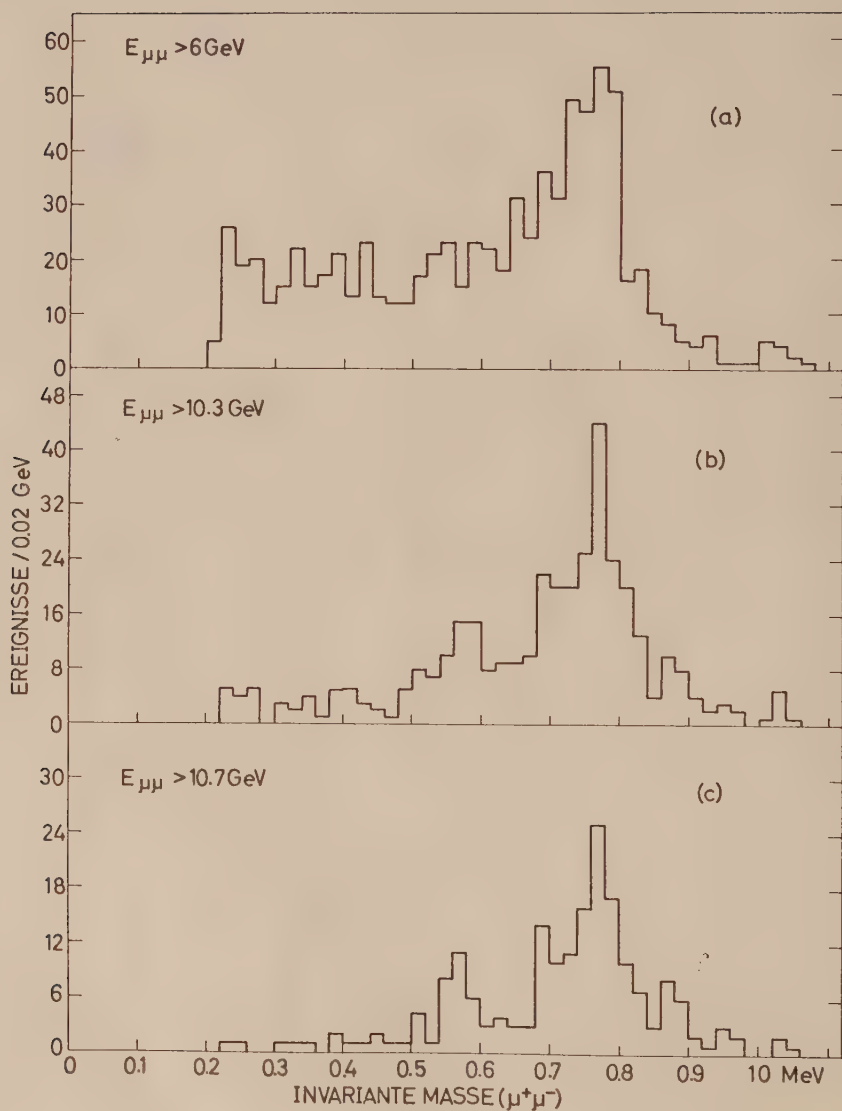


Abb.12

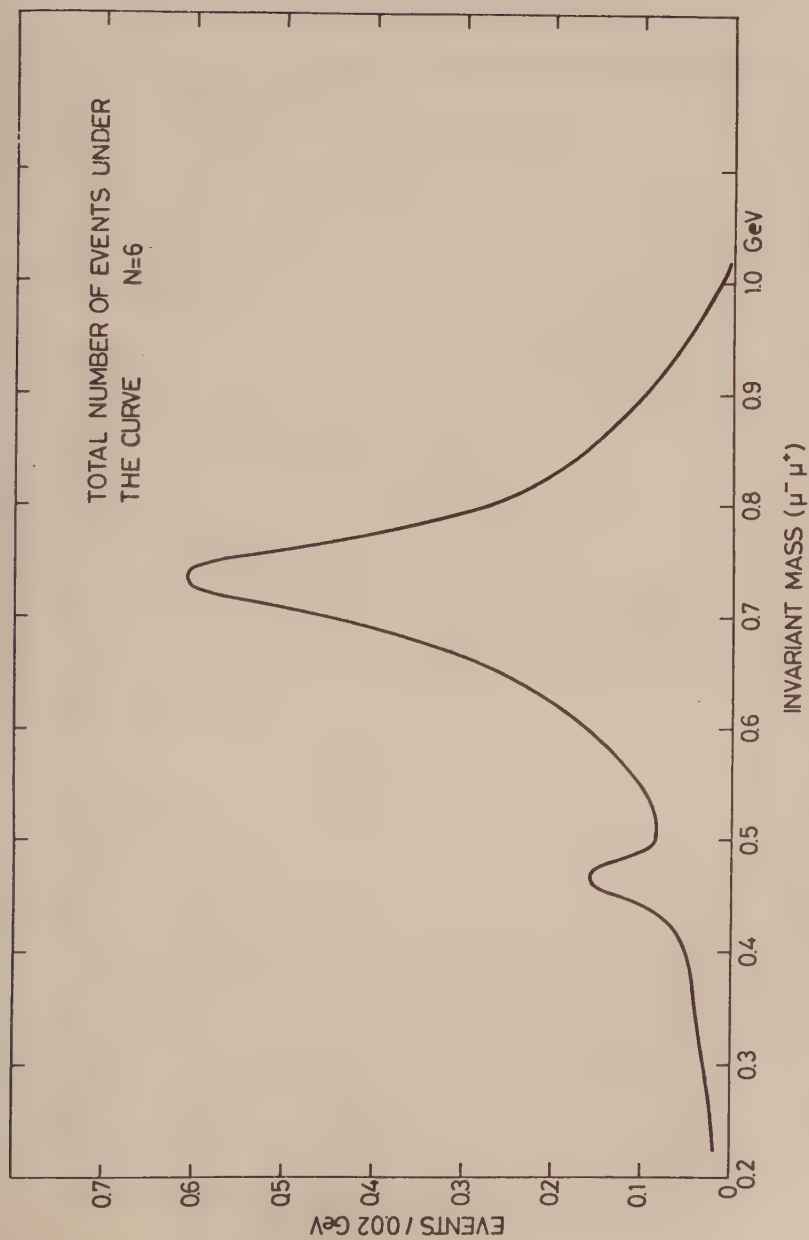
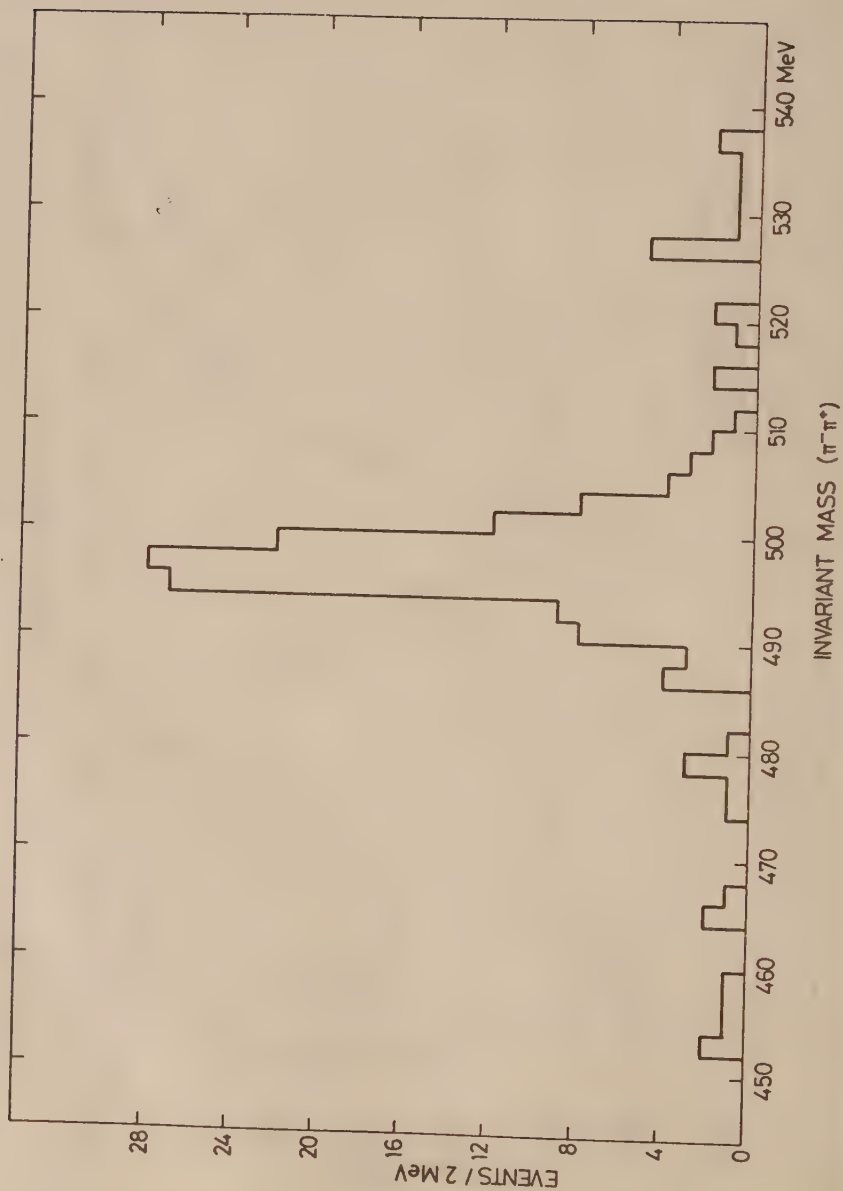


Abb.13



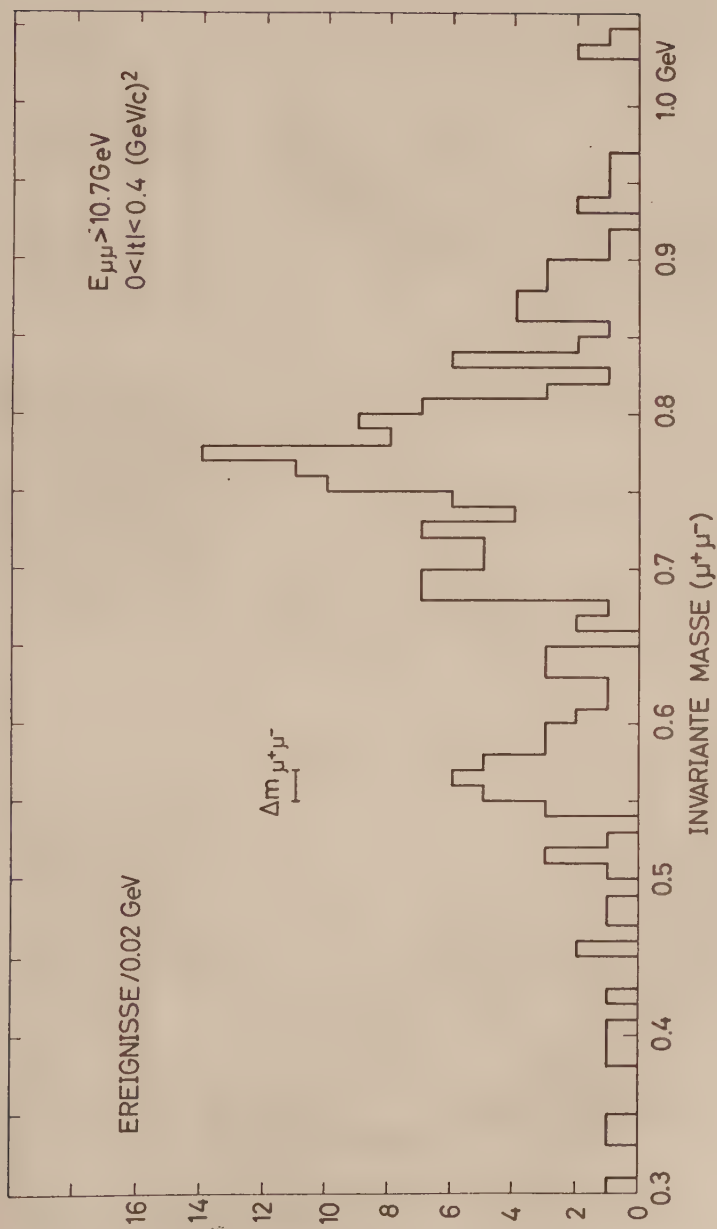


Abb.15

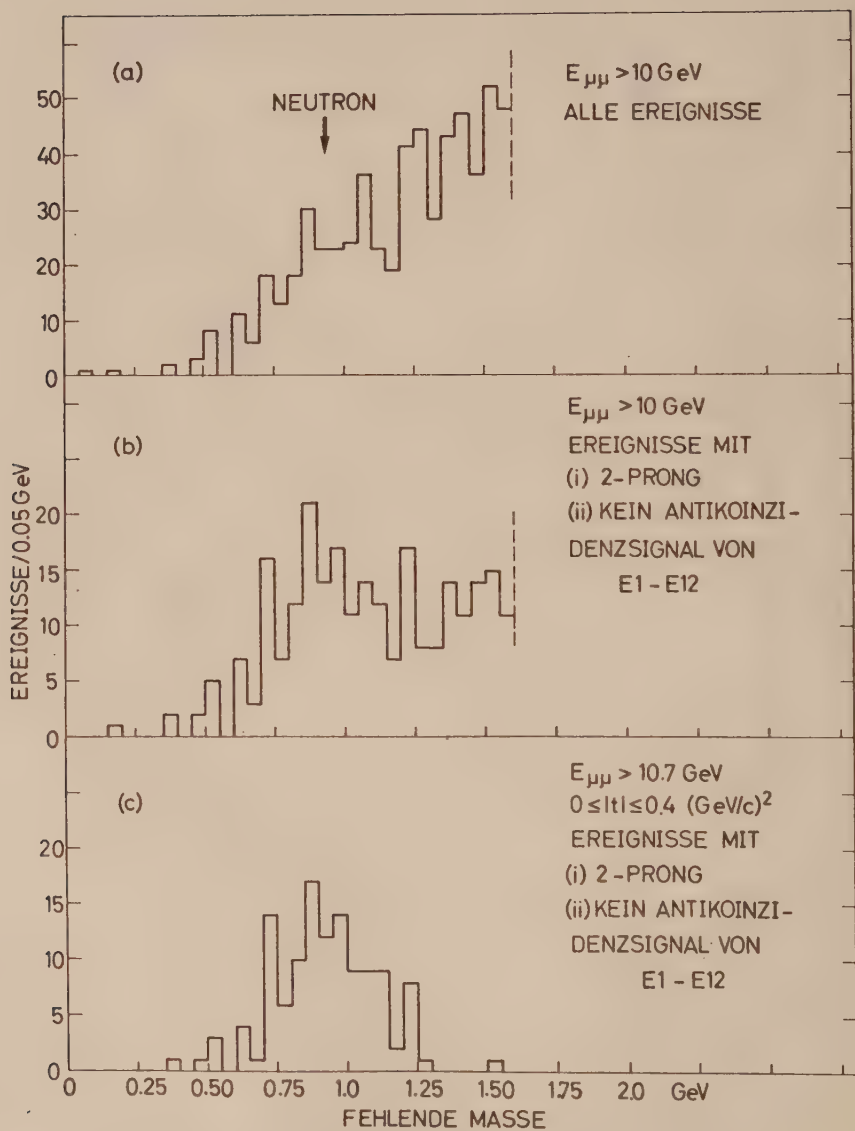
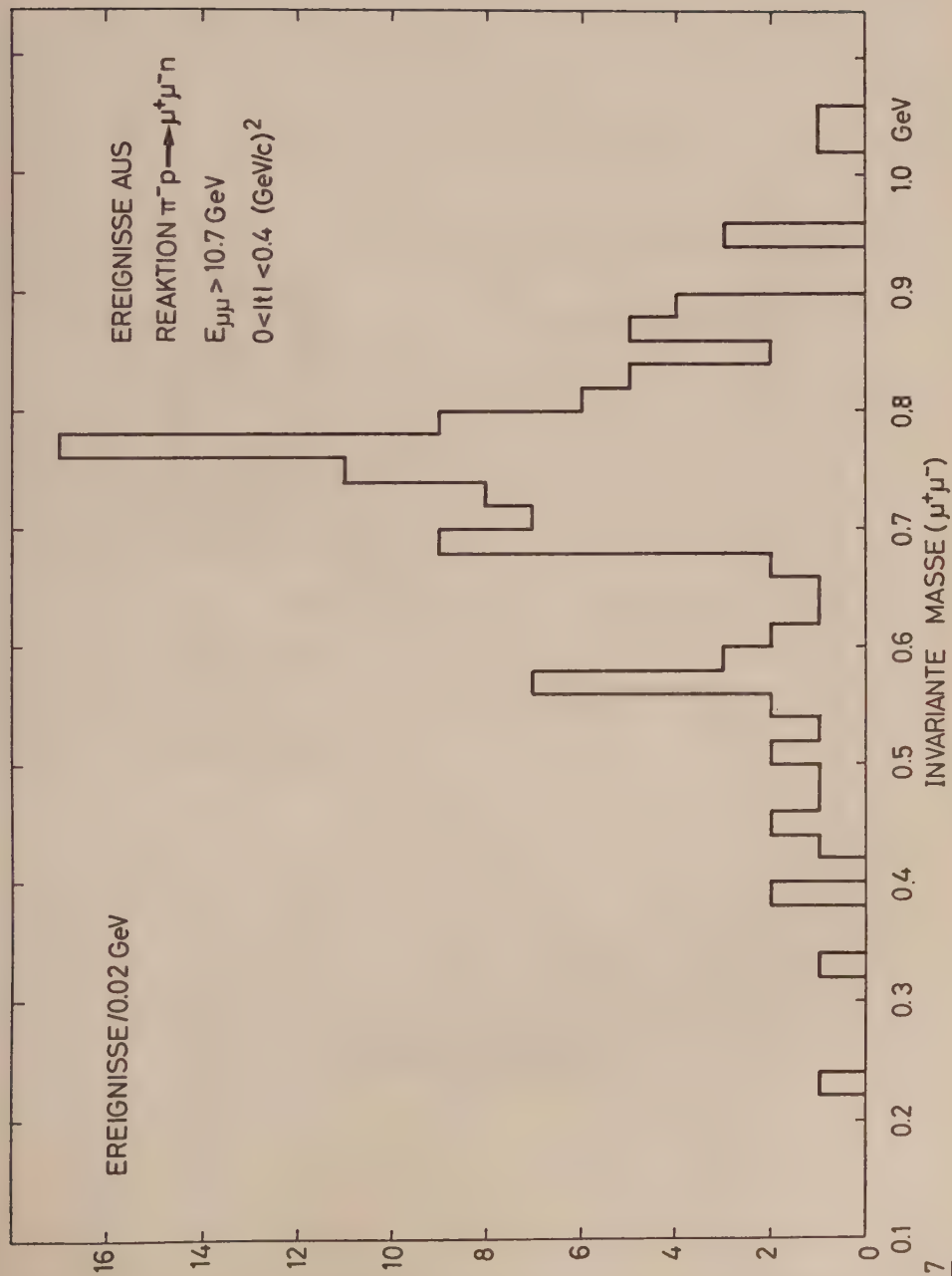


Abb.16



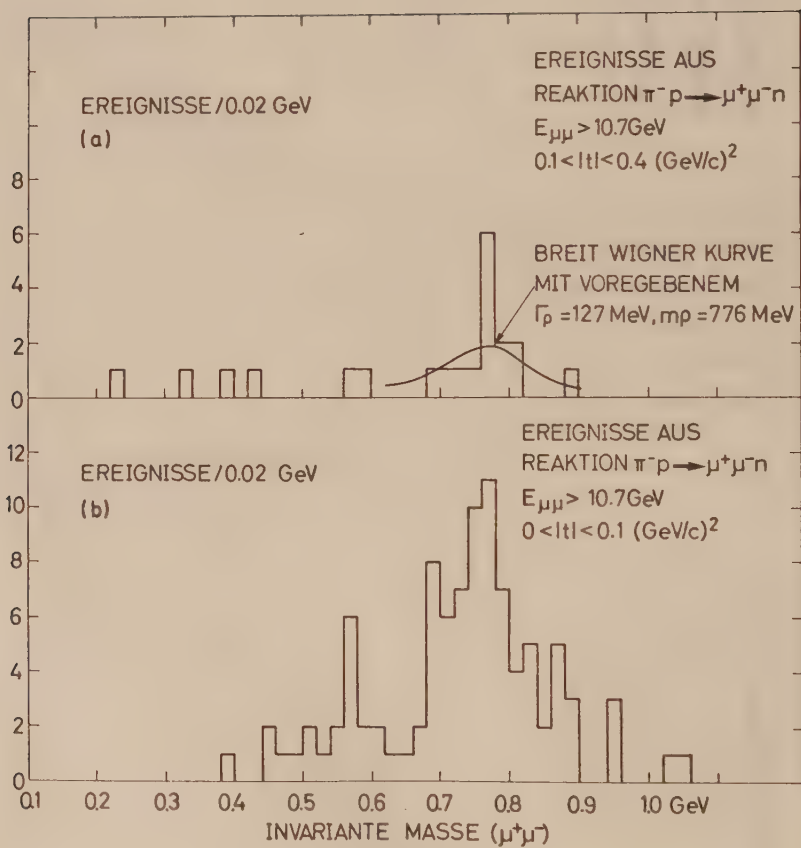


Abb.18

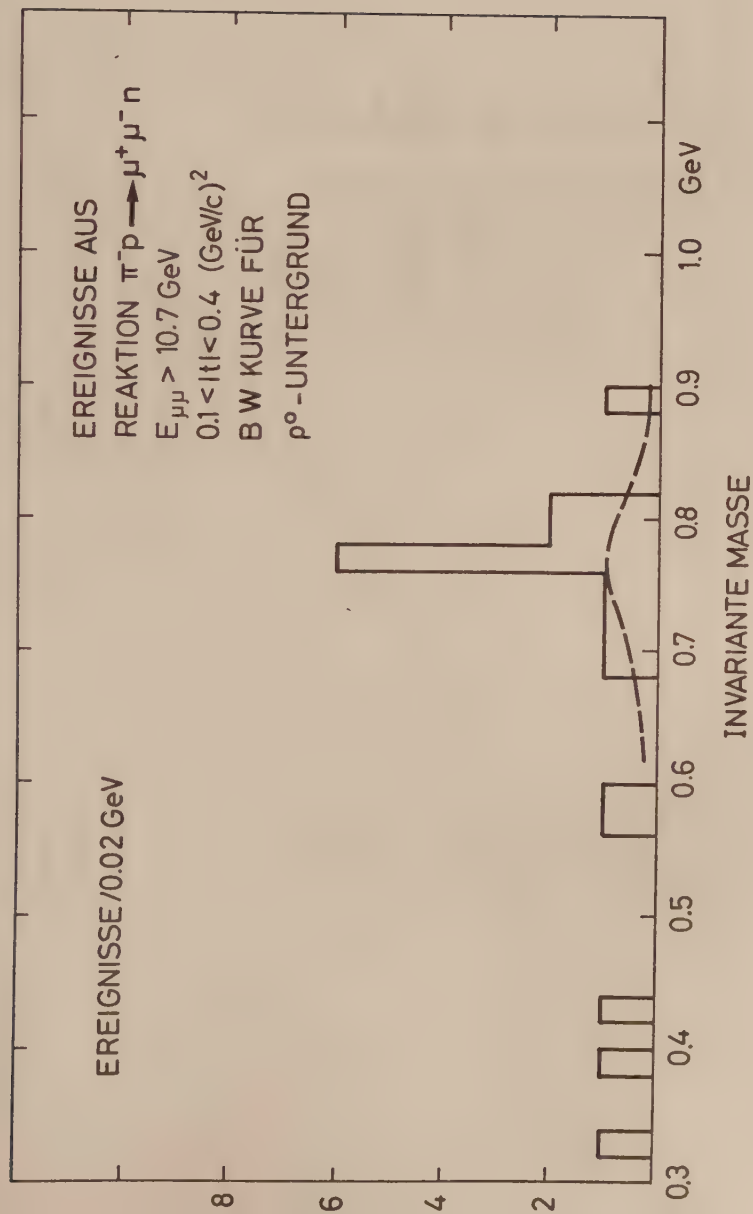
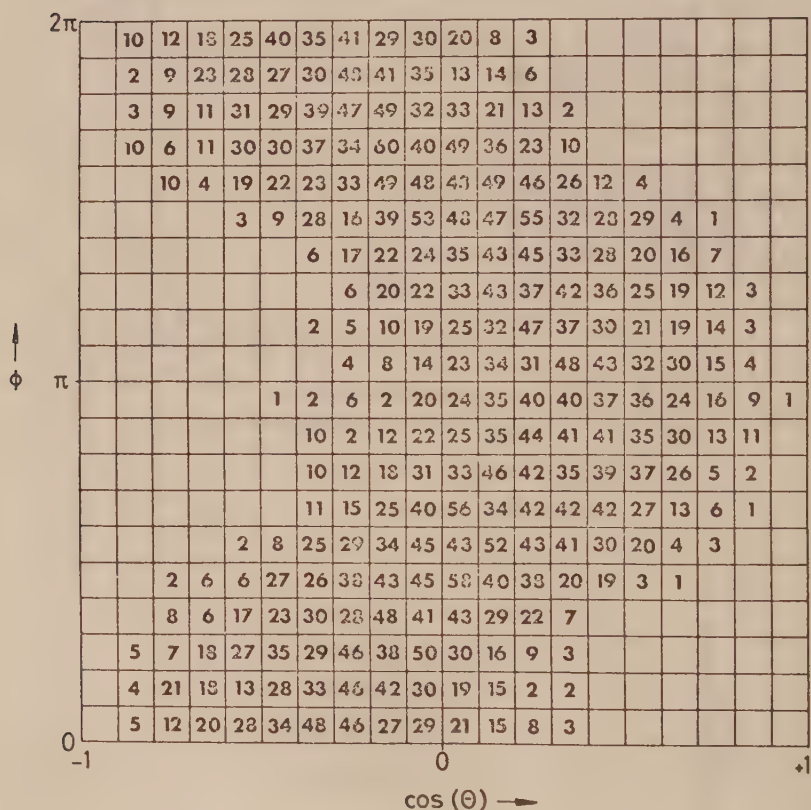


Abb.19

ACCEPTANCE IN PERCENT AS A FUNCTION OF θ AND ϕ , THE DECAY ANGLES IN THE JACKSON SYSTEM.



(AKZEPTANZ)⁻¹

8

7

6

5

4

3

2

1

BERECHNET UNTER DER

ANNAHME:

○ $\rho^{SS}=0$

■ $\rho^{SS}=0.15$

1.0 GeV

0.9

0.8

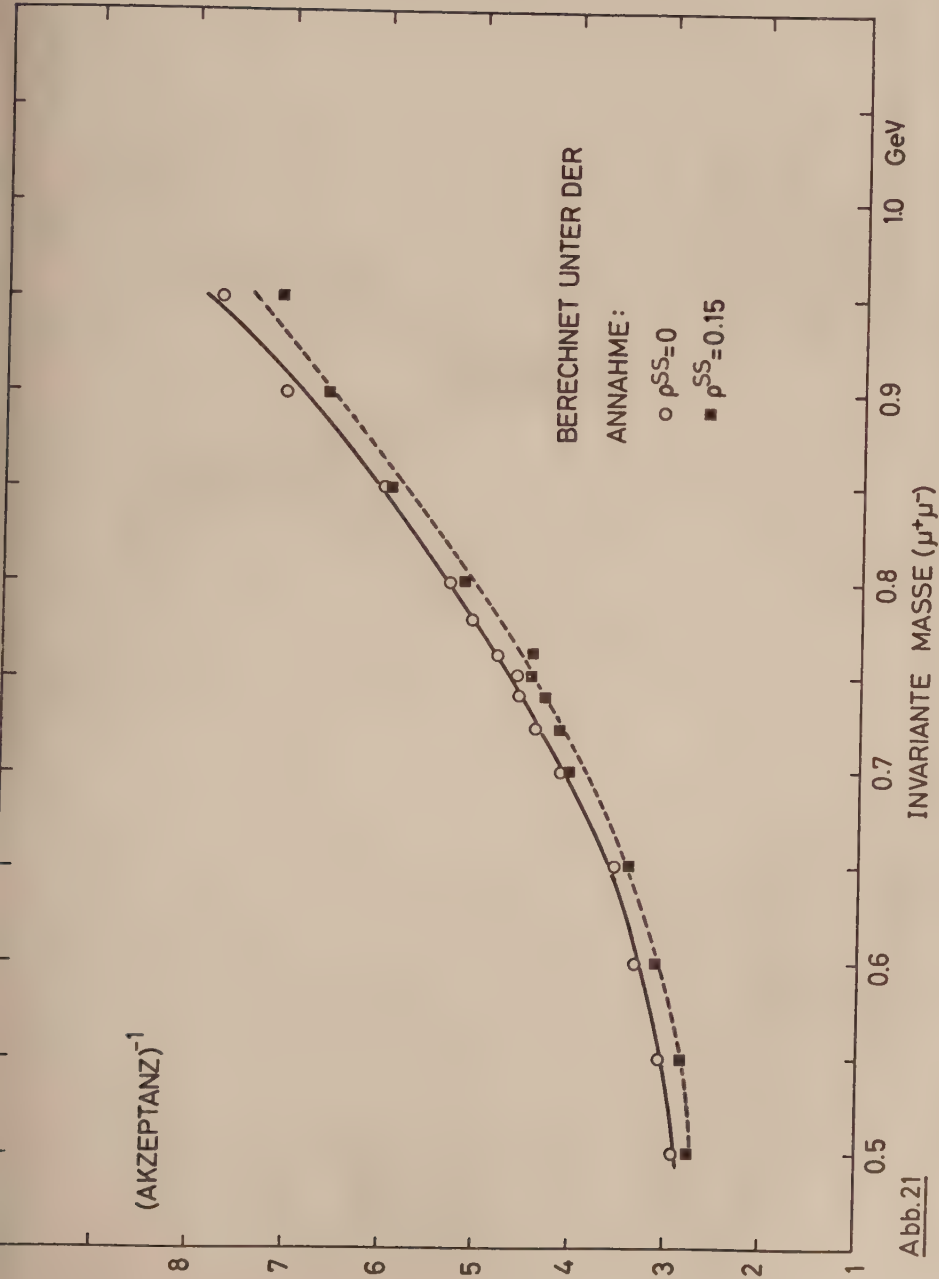
0.7

0.6

0.5

INVARIANTE MASSE ($\mu^+\mu^-$)

Abb. 21



EREIGNISSE / 0.02 GeV
GEWICHTET

EREIGNISSE AUS REAKTION

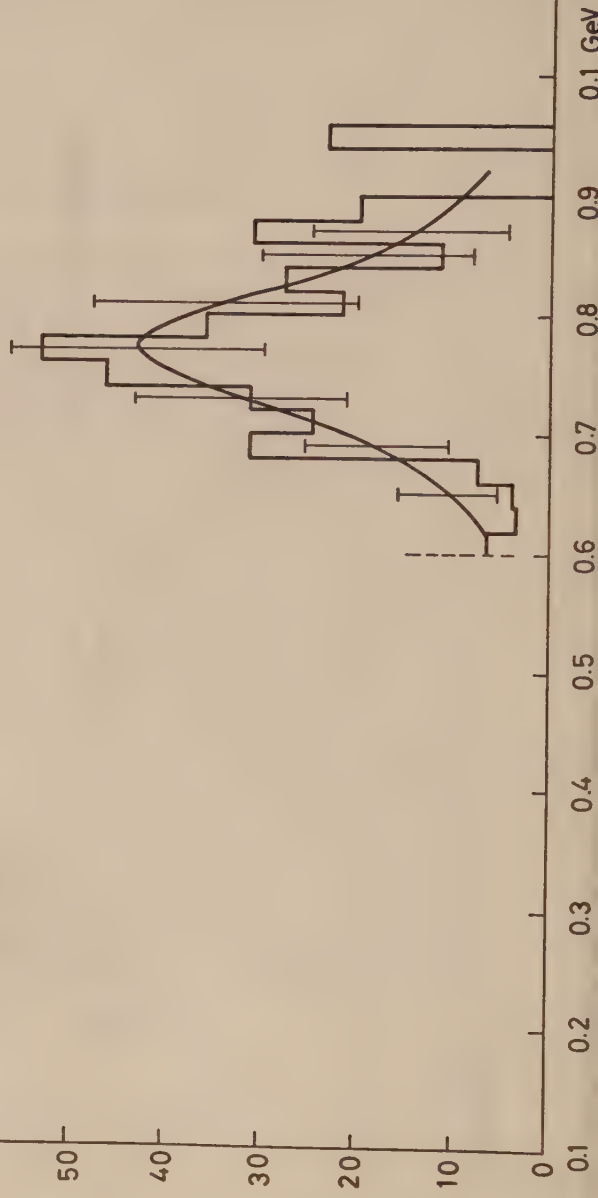
$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$

$E_{\mu\mu} > 10.7 \text{ GeV}$

$0 < |t| < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$

$\Gamma_p = (127 \pm 32) \text{ MeV}$

$m_p = (773 \pm 10) \text{ MeV}$



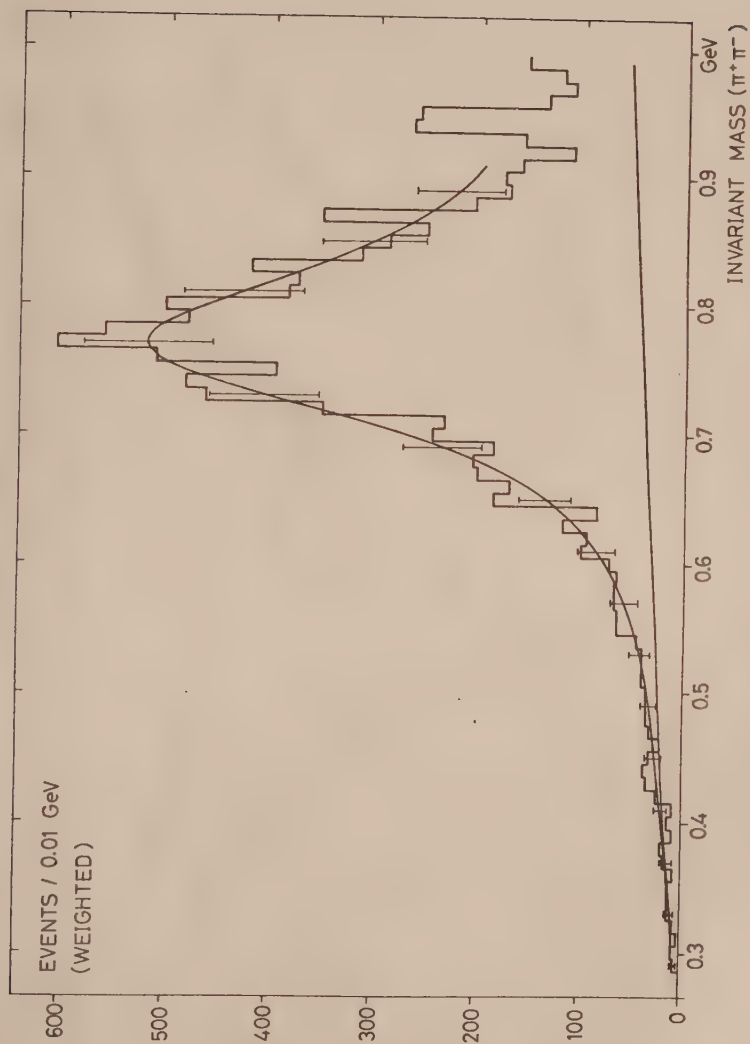
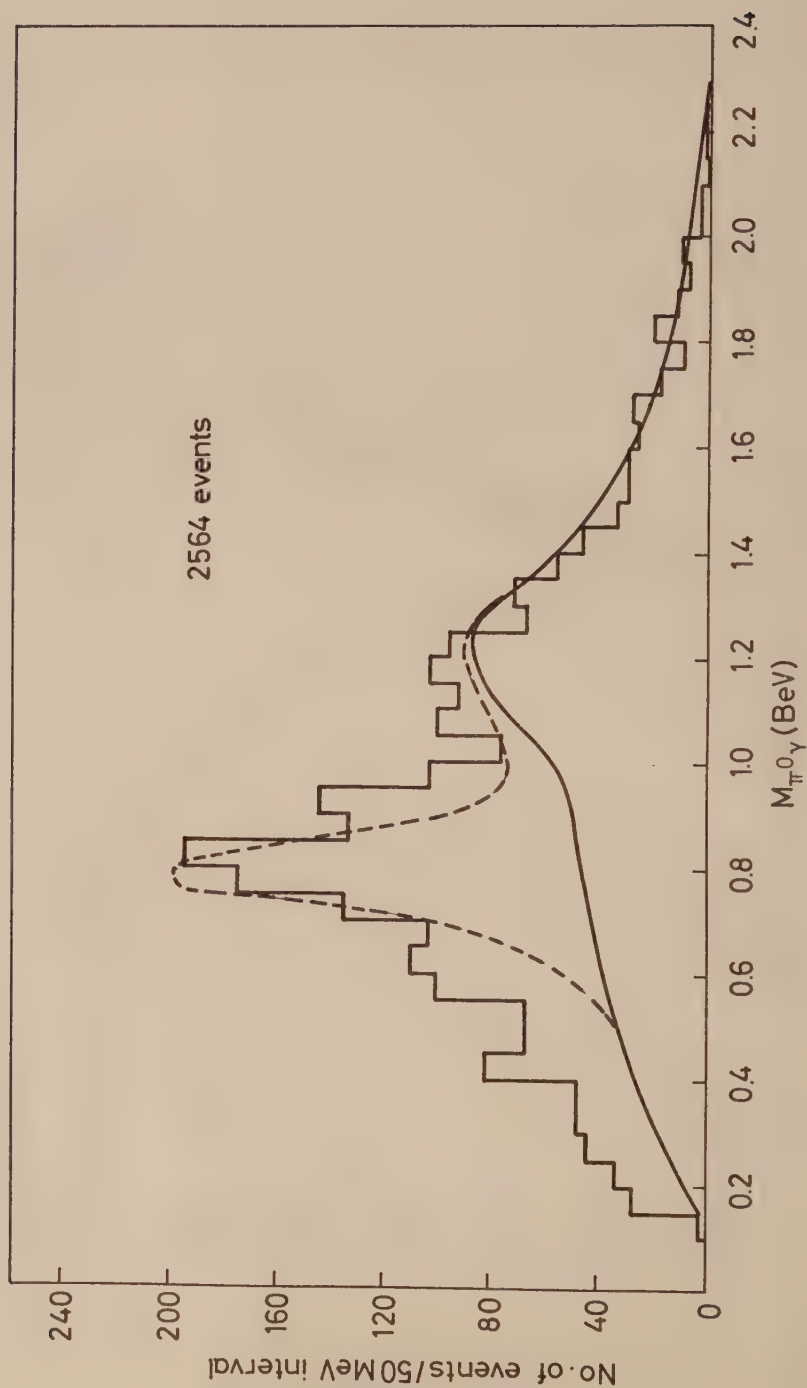
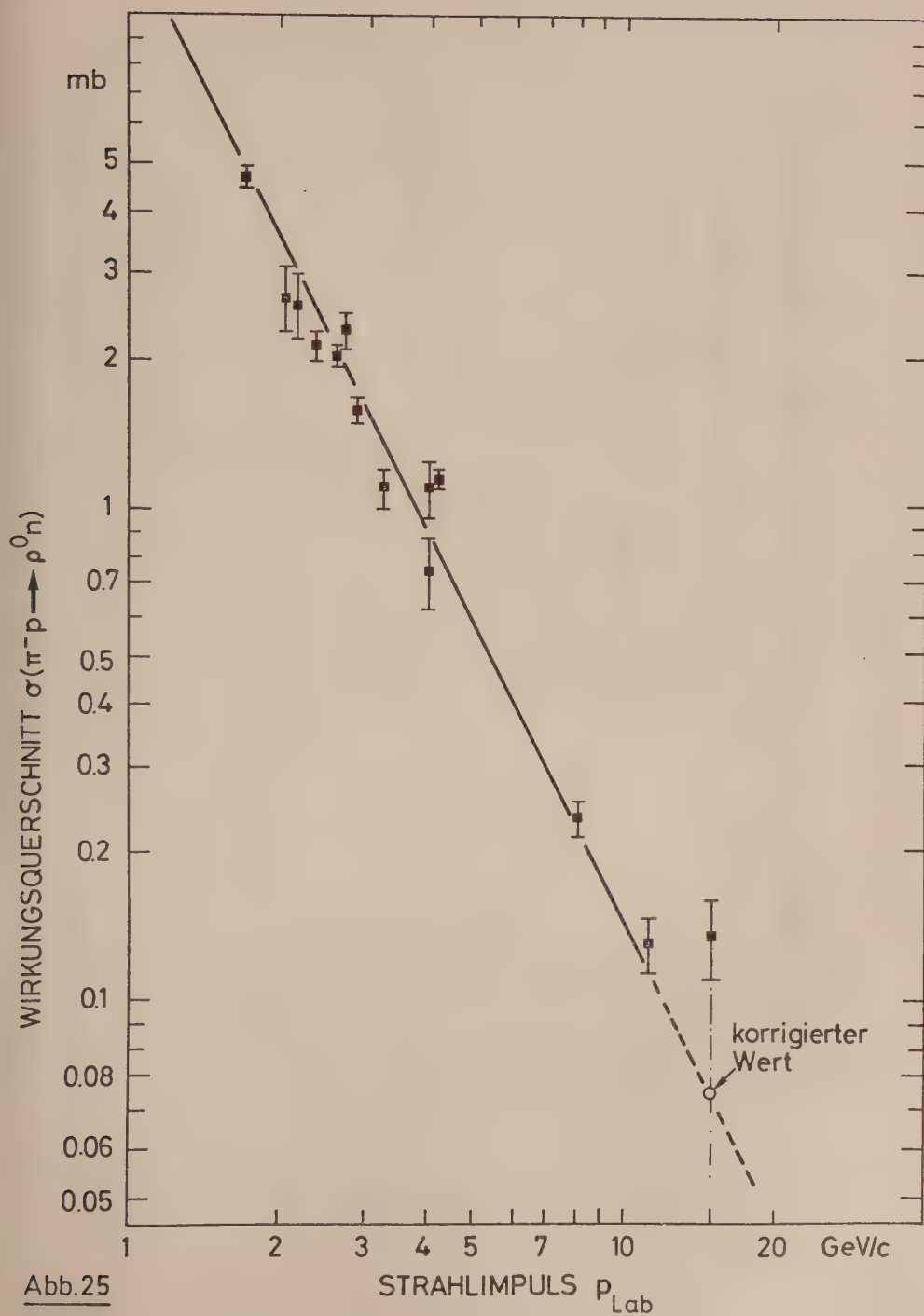


Abb. 23





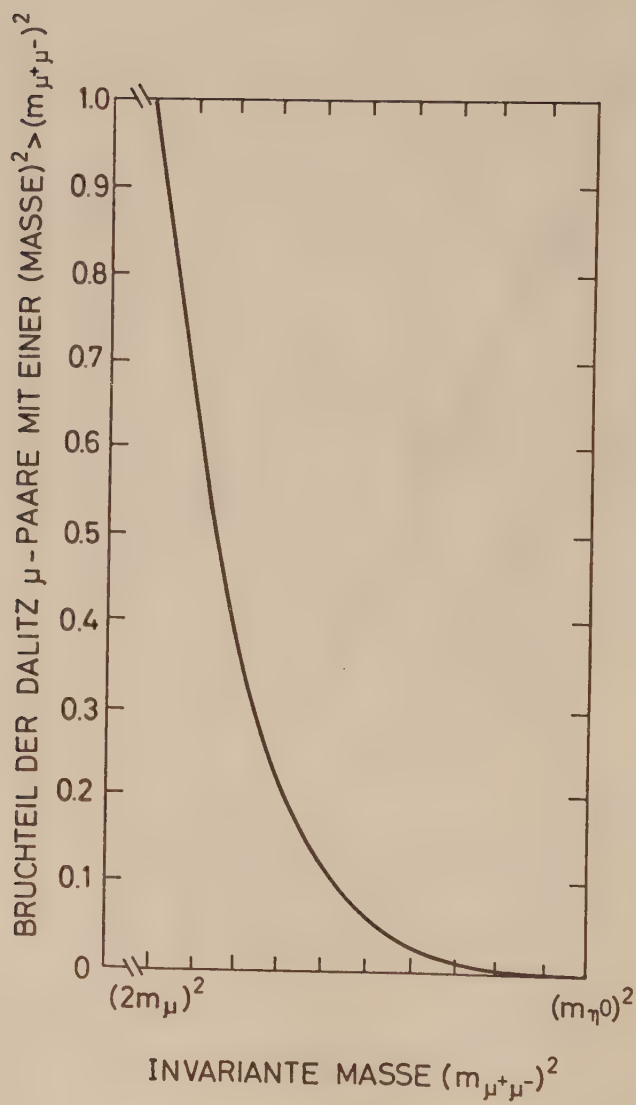
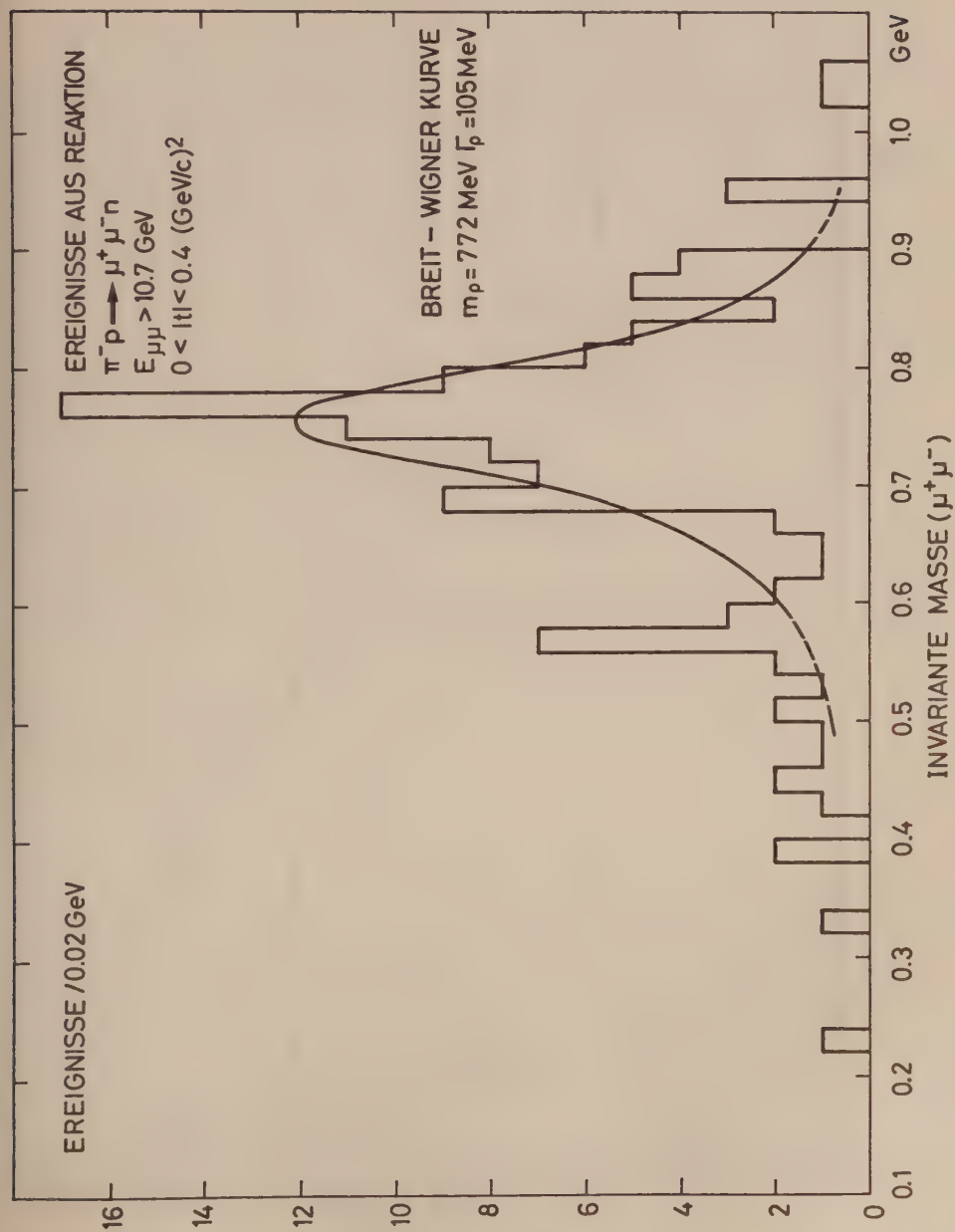
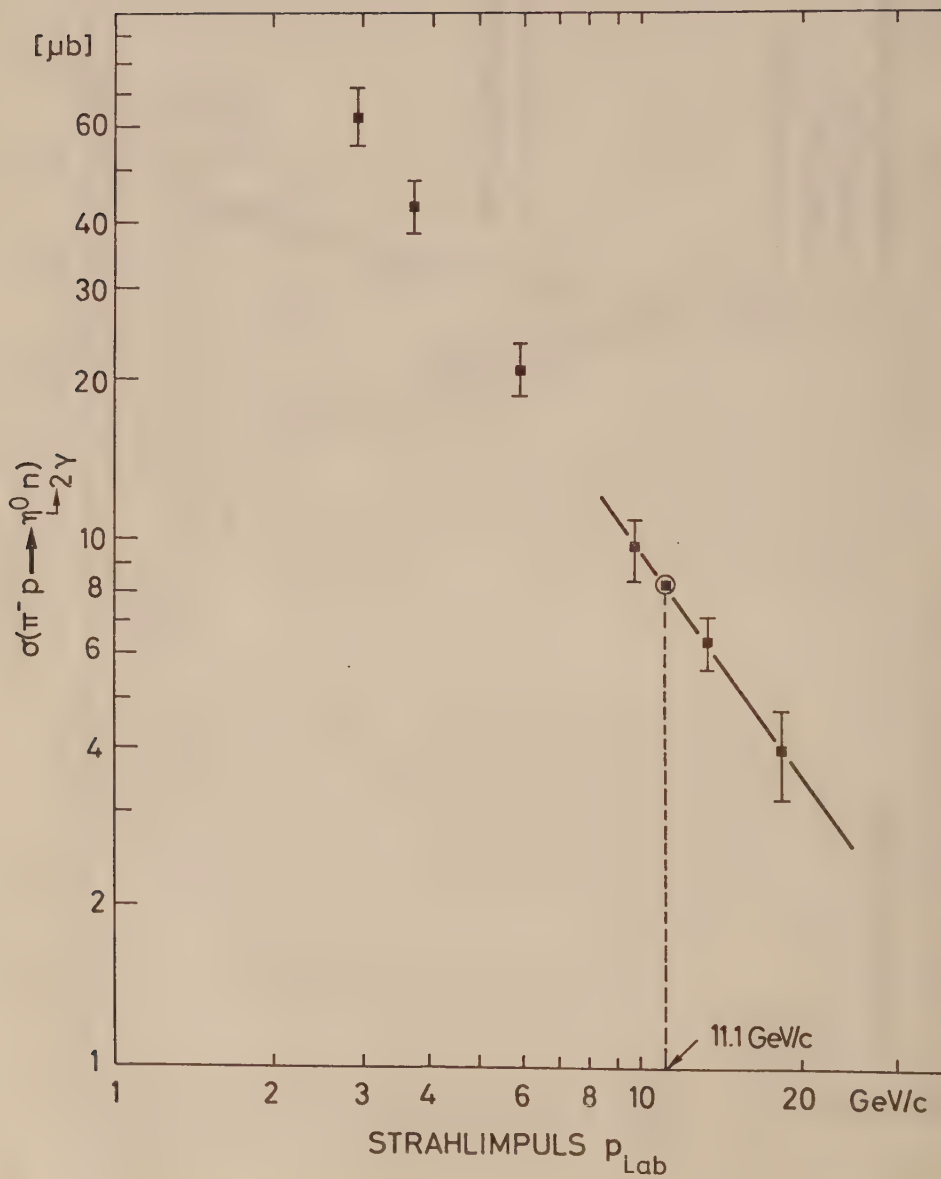
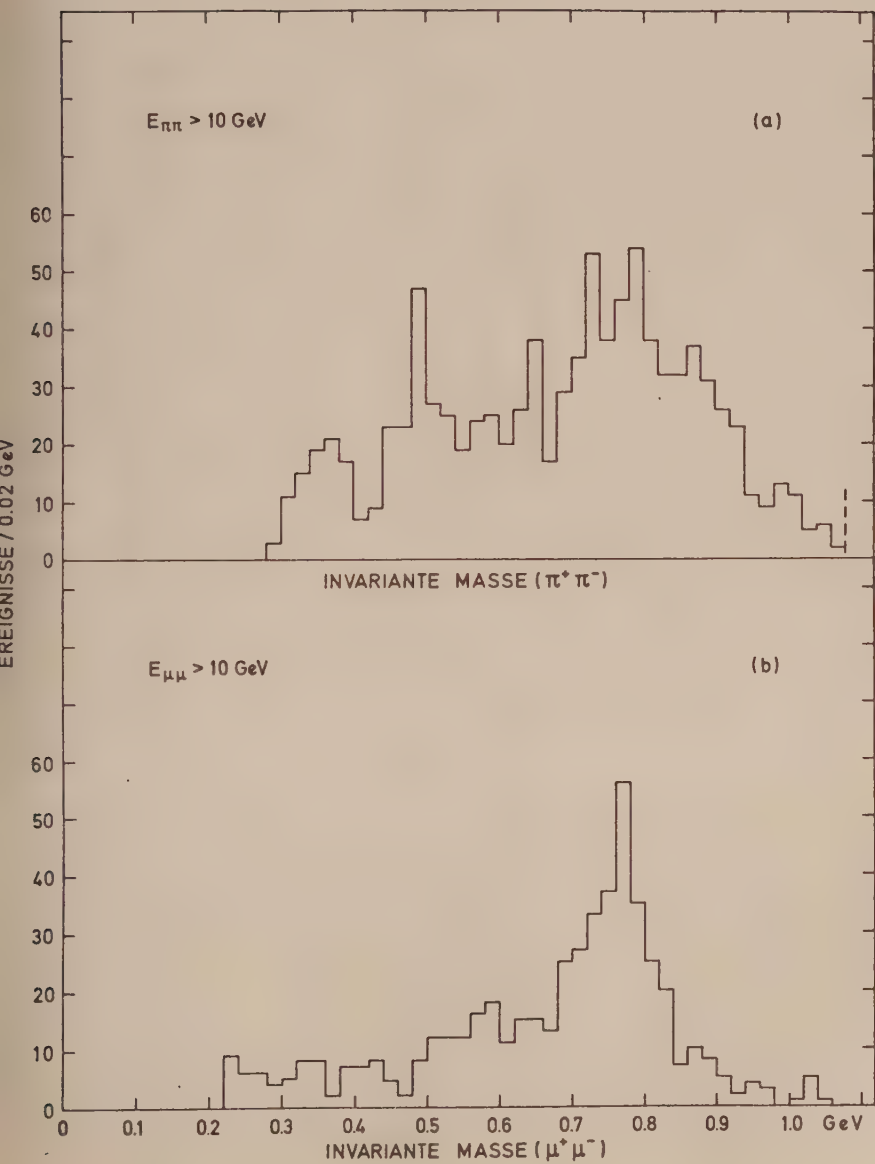
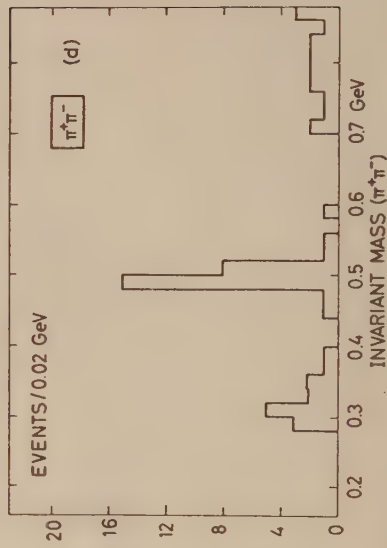
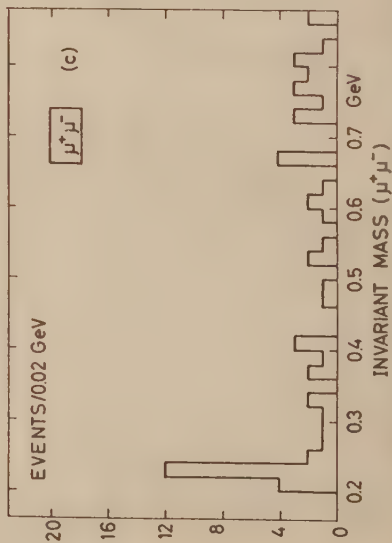
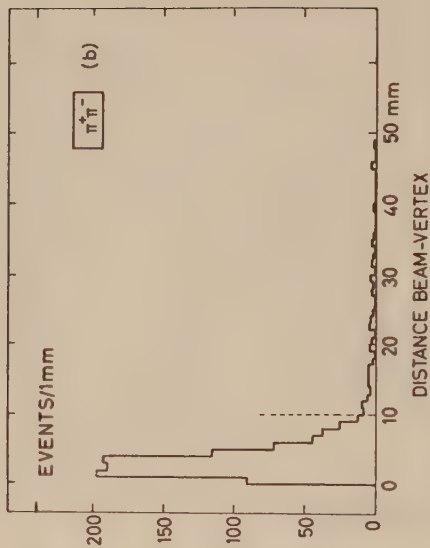
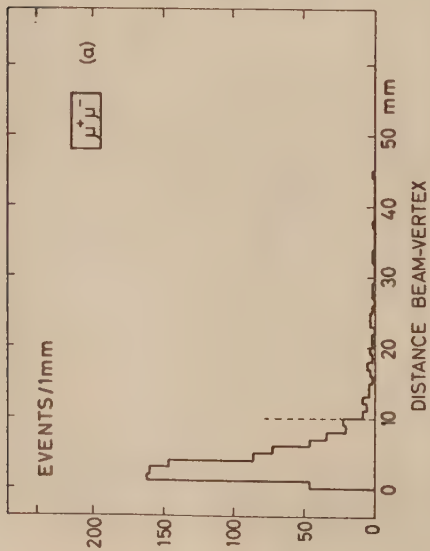


Abb. 26









Lebenslauf

Am 7. April 1938 wurde ich als Sohn des Tapezierermeisters Alois Weilhammer und seiner Frau Elisabeth, geb. Anwander, in München geboren. Nach vier Jahren Volksschule besuchte ich vom September 1948 bis Juni 1957 das humanistische Wilhelmsgymnasium in München und legte dort die Reifeprüfung ab. Vom November 1957 an studierte ich an der Ludwig-Maximilian-Universität in München Physik mit Nebenfach Mathematik. Am 3. Februar 1965 schloß ich mein Studium mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Seit April 1965 bin ich als Stipendiat, seit Februar 1966 als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung für experimentelle Hochenergiephysik des Max-Planck-Instituts für Physik in München beschäftigt. Im Zusammenhang mit den Arbeiten zu einem großen Funkenkammerexperiment wurde ich im April 1965 an das Europäische Kernforschungszentrum CERN in Genf delegiert und arbeite seither dort.

Im Jahre 1961 heiratete ich meine Frau Rosemarie, geb. Müller. Meine beiden Töchter Martina und Françoise wurden 1962, bzw. 1966 geboren.

